

修士論文

超高エネルギーニュートリノ検出器のための  
電子ビーム照射による岩塩と氷における  
電波反射の研究

谷川 孝浩

首都大学東京大学院 理工学研究科 物理学専攻 修士課程2年  
平成24年度（西暦2013年3月修了）

## 概要

超高エネルギー宇宙線( $4 \times 10^{19}$  eV 以上) は 2.7 K の宇宙マイクロ波背景放射(CMB)との衝突により、 $\Delta^+$  (1232)共鳴状態をつくる。デルタ粒子  $\Delta^+$  は強い相互作用(10 - 24 s) で  $n + \pi^+$  または、 $p + \pi^0$  へ崩壊する。 $\pi^+$  は  $\mu^+$  と  $\nu_\mu$  に崩壊し、超高エネルギーニュートリノ(UHE  $\nu$ )が生成される。この反応が起きるのは  $\Delta^+$  の生成断面積が大きく、また質量が陽子の 1.3 倍と軽いからである。この現象は Greisen, Zatsepin, Kuzmin によって提案され、超高エネルギーの宇宙線は宇宙空間を走行する間にエネルギーを失うことを予言した (GZK カットオフ)。この予言は近年実験的に確認されつつある。

超高エネルギー宇宙線と CMB が共に測定され、GZK カットオフも確認されつつあるため UHE  $\nu$  が生成されることは確実視されている。上記の過程により超高エネルギー宇宙線が宇宙空間の至るところで存在すれば、UHE  $\nu$  も宇宙空間の至るところで生成されて地球に飛来していると考えられる。

しかしながら超高エネルギー宇宙線は飛来頻度が非常に低いために、UHE  $\nu$  の頻度も非常に低い。よってこの UHE  $\nu$  を検出するためには人工的な検出媒質の質量では不十分である。

本研究の目的は自然界に存在する巨大検出媒質を用いて、宇宙由来の UHE  $\nu$  を検出することである。UHE  $\nu$  が入射した検出媒質中で相互作用を起こすと粒子シャワーを発生する。UHE  $\nu$  のエネルギーが検出媒質の温度上昇を引き起こし、検出媒質が誘電体である場合にはその誘電率を変化させる。電波減衰長の長い誘電体を検出媒質としてレーダー電波を放射することにより、誘電率の変化した部分とその周囲との境界面付近でレーダー電波が反射される(電波反射効果)。これによりレーダーを用いることで UHE  $\nu$  相互作用時の温度上昇が電波反射の変化として検出することが可能である。電波反射効果は高エネルギー加速器研究機構放射光科学研究施設アドバンスドリリング (KEK/PF-AR) における X 線照射による電波反射実験によって我々のグループが発見した。この現象に基づき UHE  $\nu$  のレーダー検出法を詳細に研究する。

レーダー法による検出のアプローチでは、フラックスの非常に小さい UHE  $\nu$  を検出するために検出媒質には巨大な質量が必要とされる。電波減衰長が長い岩塩鉱や南極氷床においてレーダー法は検出用のレーダーアンテナを媒質表面に設置することで電波減衰長の深さだけ有効検出体積を確保出来るため、UHE  $\nu$  検出で非常に有用な方法である。

本研究では岩塩及び氷充填同軸管を用いて誘電体の温度上昇と電波反射率の相関を日本原子力研究開発機構高崎量子応用研究所 1 号加速器の 2MeV 電子ビームを照射することで測定した。

電子ビーム照射前は電波が同軸管の開放端面で全反射するため、このまま測定すると電子ビーム照射時の温度変化及びそれに伴う誘電率変化による 10<sup>-6</sup> のオーダーという微小な電波反射測定は不可能である。このため電子ビーム照射前の電波反射信号を逆位相の波形と合成し測定回路内で零にする零位法を用いて実験を行った。これにより電子ビーム照射

による温度変化に伴う電波反射率の変化を測定した。

また零位法測定システムを電子ビーム照射中も稼働させることにより、振幅・位相変化を追尾しながら記録することが可能となった。これにより従来電波反射率をスペクトラムアナライザなどの装置で振幅のみを測定していたが、ベクトル量としての電波反射波を測定することに成功した。

この電子ビーム照射実験の測定結果から、岩塩と氷の電波反射効果の違いを検討し、レーダー法検出器のための検出媒質としての優劣を議論した。

# 目次

## ・概要

### 1 序論

- 1.1 超高エネルギーニュートリノ
- 1.2 高エネルギー宇宙線スペクトル：GZK カットオフ
- 1.3 従来型ニュートリノ検出器
- 1.4 アスカラヤン法ニュートリノ検出器の研究
- 1.5 レーダー法の研究

### 2 岩塩及び氷誘電率の測定

- 2.1 誘電率の測定方法:短絡端同軸管による反射法誘電率測定
  - 2.1.1 同軸管による誘電体誘電率測定の方法
  - 2.1.2 伝送方程式
  - 2.1.3 ネットワークアナライザによる短絡端同軸管中を伝送する電波の位相及び減衰の測定
  - 2.1.4 誘電率の導出
- 2.2 結果
  - 2.2.1 常温岩塩粉末の誘電率
  - 2.2.2 氷誘電率の温度依存性
- 2.3 電子ビーム照射実験のための同軸管の設計

### 3 原子力研究開発機構高崎量子応用研究所1号加速器による電子ビーム照射実験

- 3.1 電子ビーム加速器概要
- 3.2 実験装置
  - 3.2.1 同軸管冷却箱
  - 3.2.2 送信機と受信機
  - 3.2.3 零位法受信回路のための負帰還回路機構の構築
- 3.3 実験結果
  - 3.3.1 電波反射率の温度依存性とフレネルの反射の法則
  - 3.3.2 電波反射率の電子ビーム加速電圧と照射電流の関係
  - 3.3.3 零位追尾法を用いた振幅及び位相測定結果

## 4 まとめ

### 謝辞

### 参考文献

- 付録1 WX-20D同軸管 設計図面
- 付録2 Mathcadプログラム
- 付録3 誘電体充填同軸管 設計図面
- 付録4 誘電体充填同軸管冷却箱 設計図面
- 付録5 受信機内部回路図
- 付録6 LabVIEW計測プログラムブロックダイアグラム
- 付録7 OMEG11 Proceedings

# 1 序論

## 1.1 超高エネルギーニュートリノ

19 世紀にはドルトンにより全ての物質の最小単位としての原子説が唱えられ、後にその原子も原子核と電子によって構成されていることがわかった。この原子核を構成する陽子と中性子もまた、1935 年に湯川秀樹により中間子を介して結合していることが予言され、これらを構成する素の粒子、素粒子が予言される。現在では 6 種類のクォーク (u、d、s、c、b、t) と 6 種類のレプトン ( $e$ 、 $\mu$ 、 $\tau$ 、 $\nu_e$ 、 $\nu_\mu$ 、 $\nu_\tau$ ) により、すべての物質は構成される事が提示され、標準理論的には現在の加速器エネルギーでは反応に矛盾は無く説明される。

ニュートリノとは素粒子の 1 つでスピン 1/2 のレプトンであり、電荷を持たず質量も殆どゼロに等しいほど小さい。弱い相互作用しかしないため物質に対する透過力が非常に強く、その存在が Pauli によって 1930 年の時点で予言されていたにもかかわらず、長年にわたって確認されていなかった。しかし原子炉からのニュートリノが (1957 年ライネスとカワンによって) 観測された。また太陽以外の天体からのニュートリノとして、超新星爆発からのニュートリノが小柴昌俊教授により 1987 年にカミオカンデで検出すると共に IMB 検出器でも検出され、それにより 2002 年にノーベル物理学賞を受賞した。

しかし、とりわけニュートリノは当初質量を持たないといった仮説もあり、長らくその正体が不明であったが 1998 年スーパーカミオカンデ共同実験グループの手により後述する大気ニュートリノ、及び太陽ニュートリノを観測することでその一端を解明しつつある。そしてニュートリノ自体は粒子の崩壊や宇宙線により身の回りに大量に存在し、ビックバンや超新星爆発など宇宙からの情報を持ったものも常に世界に降り注いでいる。地球に降り注ぐニュートリノはその有するエネルギーの大きさによってある程度分類することが可能である。何故ならば、太陽系や銀河系の外から来る粒子はそのエネルギーが小さいと系の磁場によって弾かれてしまい、地球に到達することが出来ないからである。

また太陽系内を見ても、太陽活動から直接やって来る「太陽ニュートリノ」と、同じく太陽風として地球に到達した陽子などの粒子が地球の大気分子の原子核と衝突して大量の  $\pi$  中間子を作り、さらにそれらが  $\mu$  粒子やニュートリノに崩壊し、 $\mu$  粒子は電子と電子ニュートリノと  $\mu$  ニュートリノに崩壊する。それら崩壊によって生成されたニュートリノは「大気ニュートリノ」と呼ばれ、前者は平均的なエネルギーは MeV (メガ電子ボルト) のエネルギーであるが、後者はその千倍の GeV (ギガ電子ボルト) のエネルギーを有し、発生源を特定することが出来る。また宇宙で起きた超新星爆発などの事象により、大量のニュートリノが地球に到達することもある。これは最初に述べたように 1987 年にカミオカン

で観測されたことが印象的である。

ニュートリノは殆ど相互作用を起こさずその観測が非常に困難な粒子であるが、翻って物質と殆ど反応もしないニュートリノを観測することにより、非常に遠方の宇宙で起きた事象や宇宙創成時の情報をこのニュートリノから得ることが出来るとも考えられる。

近年、大型加速器により高エネルギー物理現象の主な測定がなされている。しかし、自然界には人工では作りえないより高いエネルギーをもつ宇宙線があり、その検出は超高エネルギー素粒子物理と宇宙物理的に価値があるものである。特に透過性が高いニュートリノの検出は、新しい宇宙物理領域を開く可能性を秘めている。

また 1960 年代まで指数関数的に加速エネルギーを増大させてきた加速器において、近年では高エネルギー化に限界が近づきつつあるようにも見える (図 1)。

## Livingston (via Panofsky) Plot

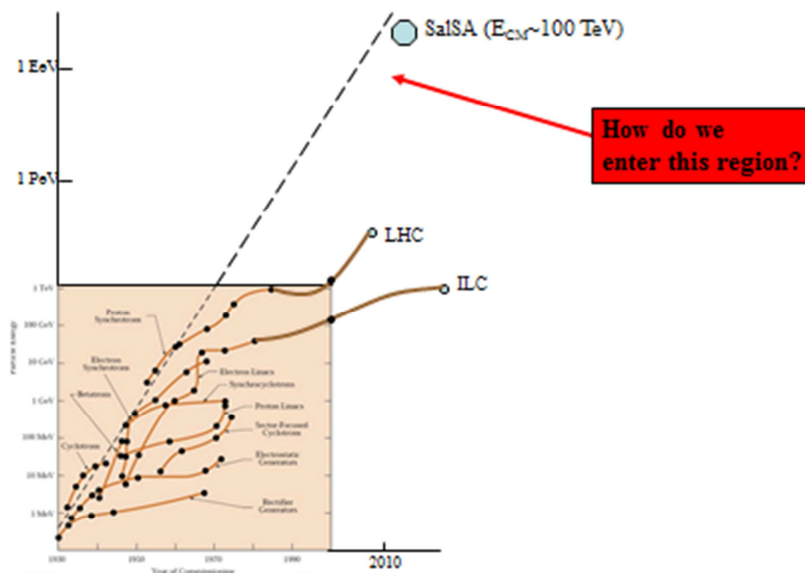


図 1 加速器開発における開発年対加速エネルギー(米国岩塩検出器 Salsa グループによる)

活動銀河核 (AGN) やガンマ線バースト (GRB)などを起源にしていると考えられる、超高エネルギーの粒子は宇宙空間を充たす  $2.7\text{K}$  の宇宙マイクロ波背景放射 (CMB) との相互作用により、超高エネルギーニュートリノ (UHE $\nu$ ) を生み出す。超高エネルギーニュートリノ ( $E > 10^{16}\text{eV}$ ) は銀河系内では発生せず銀河系外の情報が得られ、前述した活動銀河核やガンマ線バースト等から、直接的な信号として宇宙初期の UHE 状態の情報をもたらしてくれる。しかし現在予想されている地球上への面積辺り飛来頻度は大変低く ( $1\text{ km}^2\text{day}^{-1}$ )、有意な数を検出する為には巨大な検出器を必要とする。そのための巨大検出媒

質を用意するのは非常に困難を伴うため、自然に存在するままで利用できる検出媒質と検出方法が重要となる。

1.2 節では岩塩検出器の検出対象である UHE $\nu$ のうち、GZK (Greisen, Zatsepin, Kuzmin) 効果[1]によって発生していることが確実視されている GZK $\nu$ について概説する。1.3 節では様々なニュートリノ検出実験と検出器、そして本研究で開発を目指すレーダー法検出器をあわせて紹介するが、先んじて図2 にニュートリノの Flux と本実験を含めた様々な UHE $\nu$  検出実験の検出感度を示す。図2 のニュートリノ Flux は、AGN (活動銀河核)、GRB ( $\gamma$ 線バースト)、GZK 効果といった 1.1 節において記述している UHE $\nu$  発生源のそれぞれの各モデルで計算されたものである。

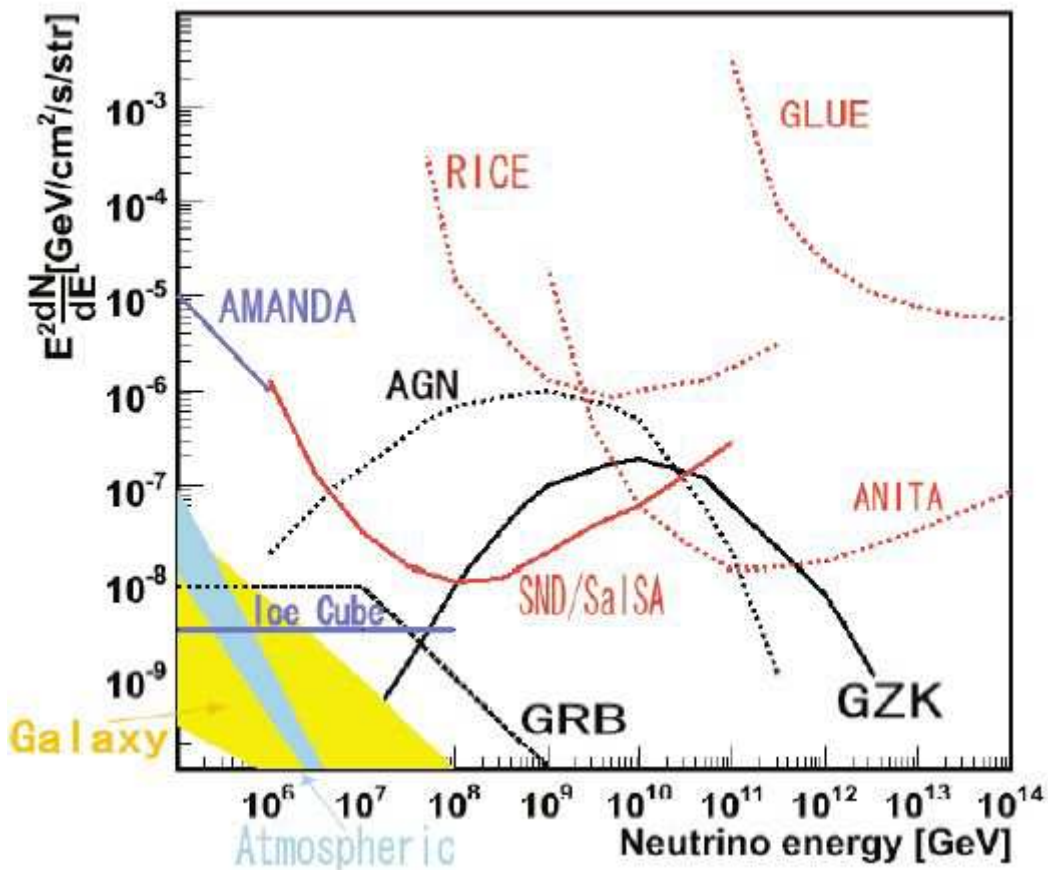


図2 様々な実験の Flux と検出感度

本研究では天然の検出媒質を利用する巨大検出器を用いた超高エネルギーニュートリノの検出器を開発するための基礎を築くこと目的とする。

この巨大検出媒質としては天然岩塩鉱及び南極氷床という電波減衰長の長い誘電体を用いる方法を検討する[2]。誘電体中に入射した UHE $\nu$  は粒子シャワーを起こし、誘電体温度を上昇させる。媒質の温度変化は誘電率の変化をもたらし、すなわち媒質の屈折率が変化



する。この現象は屈折率の変化面で電磁波が反射を起こすフレネルの反射の式を基に、十分な電力強度の電波を送信することによりその反射電波電力の変化として観測することが出来ると期待される[3,4]。

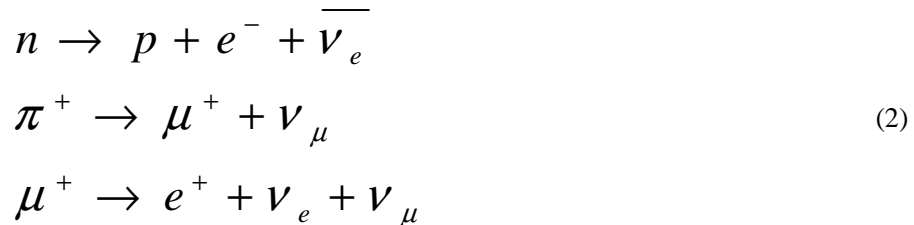
## 1.2 高エネルギー宇宙線スペクトル：GZK カットオフ

UHEVはAGNやGRBが起源とされる超高エネルギーの粒子線から発生すると考えられている。同時に銀河系外から到来する宇宙線（陽子）の最高エネルギーは $4 \times 10^{19} \text{eV}$ までと言われている。これをGZK限界またはGZKカットオフといい、 $4 \times 10^{19} \text{eV}$ 以上の宇宙線は光子との衝突によってエネルギーを減らされ1.5億光年程の距離を進む間に $4 \times 10^{19} \text{eV}$ 以下になるというものである。

$10^{20} \text{eV}$ 以上の宇宙線は、宇宙背景輻射との衝突により $\Delta^+$ 共鳴を起こす。式(1)



$\Delta^+$ 共鳴は、強い相互作用( $10^{-24} \text{s}$ )で $n + \pi^+$ または、 $p + \pi^0$ へ崩壊する。このプロセスによるエネルギー損失は、宇宙線が $10^{20} \text{eV}$ 以上のエネルギーを保持することが可能である飛行距離を決定する。二次粒子の崩壊は、超高エネルギーニュートリノを生成する（図3）。



中性子は、反電子ニュートリノを生成し、 $\pi^+$ は $\mu$ ニュートリノと $\mu^+$ を経て電子ニュートリノ、 $\mu$ ニュートリノを生成する、式(2)。これらの過程により生成されたニュートリノをGZKニュートリノと呼ぶ。また、超高エネルギーのガンマ線や電子は陽子よりも短い距離でエネルギーを失ってしまう。

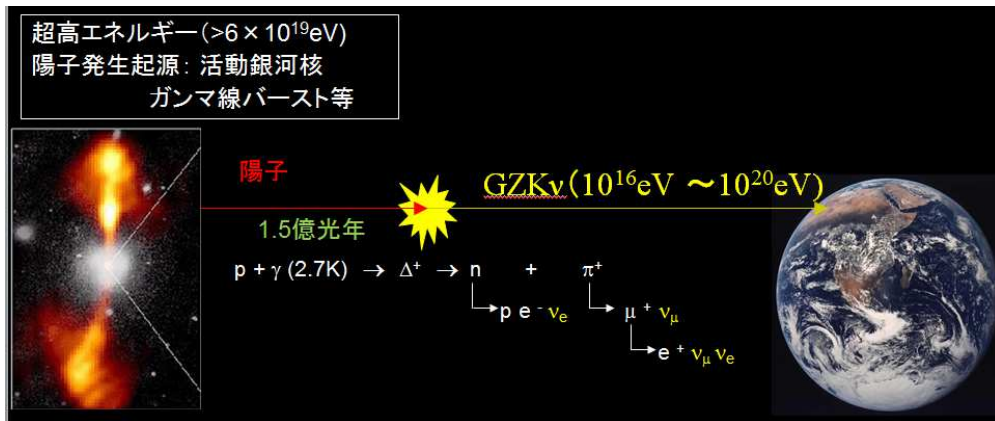


図3 GZKv 生成過程

$\Delta^+$ 共鳴の閾値エネルギーを越える超高エネルギー宇宙線が存在することは明らかになっているので、GZKv が存在するのは確実視されている。宇宙はビッグバンに由来する CMB で充たされているため、UHE 陽子の伝播距離は GZK 過程でエネルギーを失うので 1.5 億光年となる。また、超高エネルギーの光子も CMB 等との衝突でエネルギーを失い 1 億光年程度の伝播距離となる。一方、GZKv は相互作用が非常に小さいことから CMB と相互作用せず、宇宙の果て (137 億光年程度) の遠方 (宇宙初期) から飛来することができると考えられている。

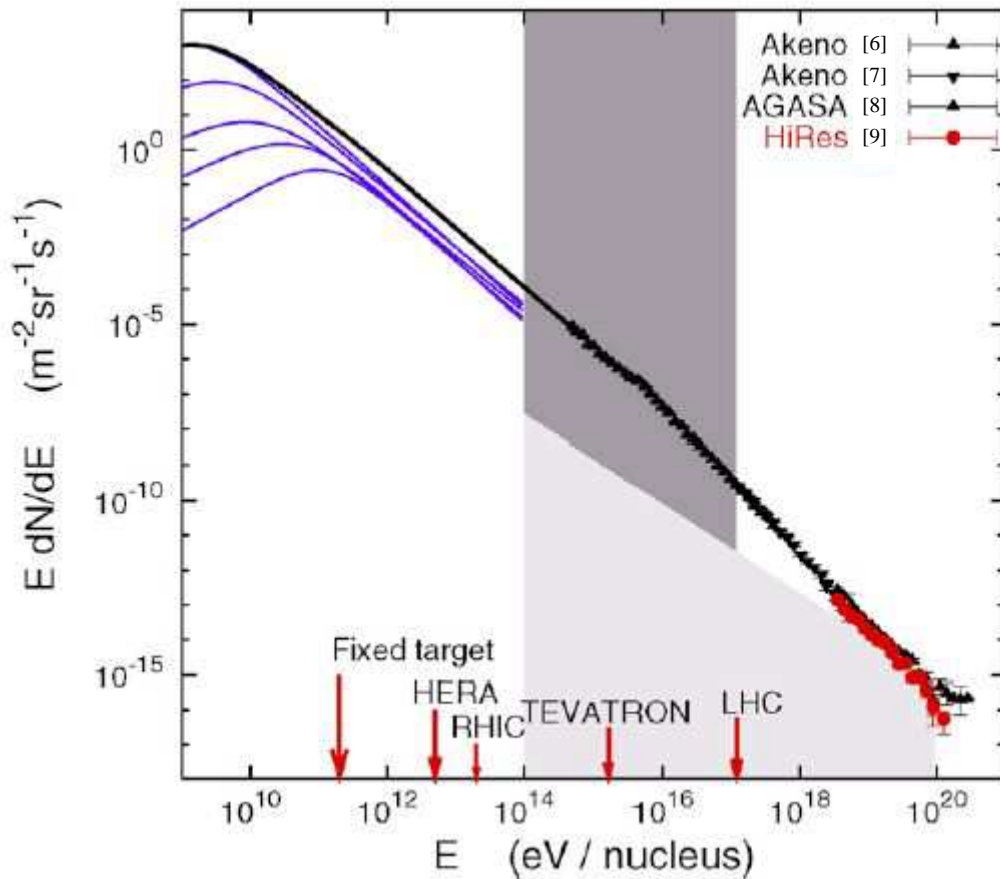


図4 一次宇宙線スペクトル

図4のように、陽子、原子核を中心とする1次宇宙線のフラックスは、高エネルギーになるにつれ小さくなる[5]。その減少率は一定ではなく、加速機構の違いが宇宙線のフラックスに影響を与える。 $10^{14}\text{eV}$ 以下の一次宇宙線は、エネルギーの冪乗近似 ( $\text{Flux} \propto E^{-2.7}$ ) で表現できる。これは、私達の銀河系内の超新星残骸の衝撃波と、その後の銀河磁場内での伝播による Fermi 加速を反映したものと考えられている。 $10^{15}\text{eV}$ 、または  $10^{19}\text{eV}$  程度のエネルギー領域になると”knee”、”ankle”と呼ばれるスペクトルの折れ曲がりが見られる。”knee”を超えたエネルギー領域では  $\text{Flux} \propto E^{-3.0}$  と近似される。図中の灰色の領域は、 $10^{14}\text{eV}$ 以下、knee-ankle、ankle 以上の三領域に分割する。 $10^{12}\text{eV}$ 以下の5本の線は上から陽子、He、CNO、Mg-Si、Feの強度を示す。 $10^{18}\text{eV}$ 以下のエネルギーにおいて、AGASA、Hi-Resの両実験結果は一致している。しかし、 $10^{20}\text{eV}$ 付近においては、その観測結果に大きな違いが出ている。宇宙線の最高エネルギーは、Greisen-Zahsepin-Kuzuminにより  $10^{21}\text{eV}$ 程度であることが理論的に予想されている。AGASA実験の結果[10]は、GZK効果を超えた宇宙線の存在を示している。

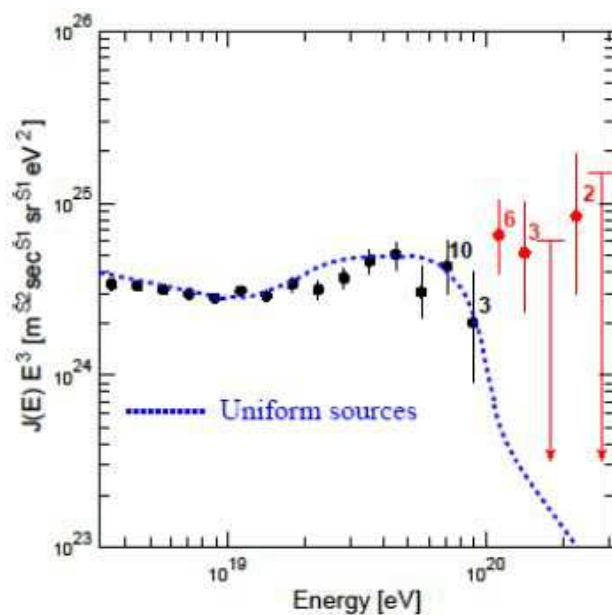


図 5 AGASA 観測による観測事象

図 5 は AGASA の観測結果と GZK 効果により予想される 1 次宇宙線スペクトラムを比較したものである。図に付随している数字は各点でのイベント数を表わす。理論予想を越える宇宙線を 11 事象観測している。GZK 効果から期待される事象数は 1.6 であり、観測結果は  $4.0\sigma$  の有意度で矛盾する。

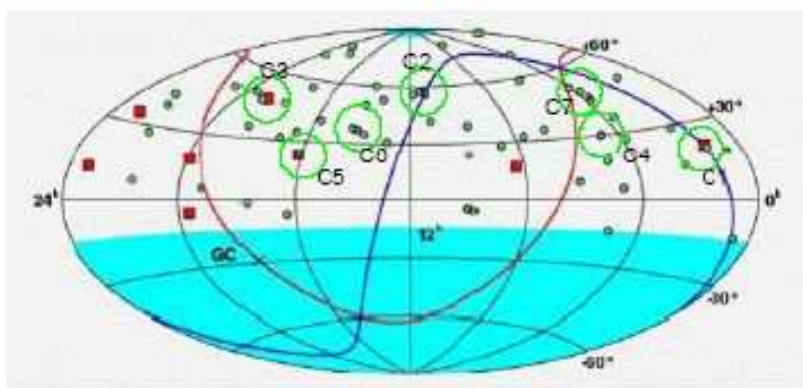


図 6 AGASA 観測による宇宙線到来分布

図 6 は AGASA 観測による  $4 \times 10^{19} \text{eV}$  以上の宇宙線 67 事象の到来方向を赤道座標系で表わしたものである。影は、解析に使わなかった領域 ( $\theta < 50^\circ$ ) であり、赤、青の実線は、銀河円盤と天の川銀河やアンドロメダ銀河局部で形成される局所銀河群がつくる超銀河面を表わす。観測された宇宙線は全天より等方的に到来し、既知の天体の方向分布との相関性

は見られない。また、 $2.5^\circ$ 以内に2事象(doublet)、3事象(triplet)重なったものが7例見つかっている。AGASA 観測における到来方向分解能は $1.6^\circ$ であるため、同一の点源から放射されたものと考えられる。doublet/triplet 事象の方向分布は、銀河中心や銀河円盤、局部銀河群のつくる超銀河面との相関がない。

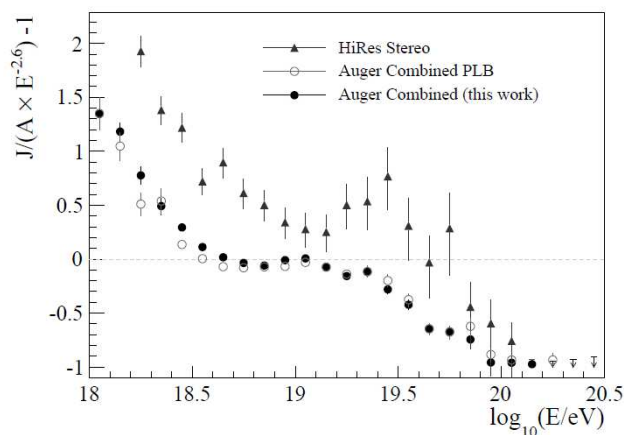


図7 AUGER と Hi-Res 実験のエネルギースペクトルの比較

一方南米アルゼンチンで行われている PIERRE AUGER 実験の 2011 年発表[11]によれば図 7 のように  $10^{19.6}$  ( $=4 \times 10^{19}$ ) 付近でエネルギースペクトルが減少しているのが確認できる。この値は HiRes 実験との傾向の一致が見られ、AGASA 観測結果を否定している。

したがって GZKv の存在は確実になりつつある。

### 1.3 従来型ニュートリノ検出器

現在大質量検出器として世界各地の実験装置として以下のようなものが使用されてきたので、これら従来型の可視光チェレンコフとシンチレーション光、液体アルゴンを利用した測定原理による典型的な測定装置類を一部紹介する。

#### ・ KamLAND

カミオカンデの跡地につくられた反ニュートリノ検出器 (図 8)。液体シンチレータが持つ大発光特性と反ニュートリノ現象の識別能力を利用し、1000 トン液体シンチレータ検出器を岐阜県神岡町の神岡鉱山の地下 1000m にあるカミオカンデ 3000 トン陽子崩壊実験装置跡地で、新技術の導入によって再構築した。この方法によって、これまで実現しなかった 100 キロ電子ボルトまでの超低エネルギー素粒子、ニュートリノ反応の検出を可能にする。

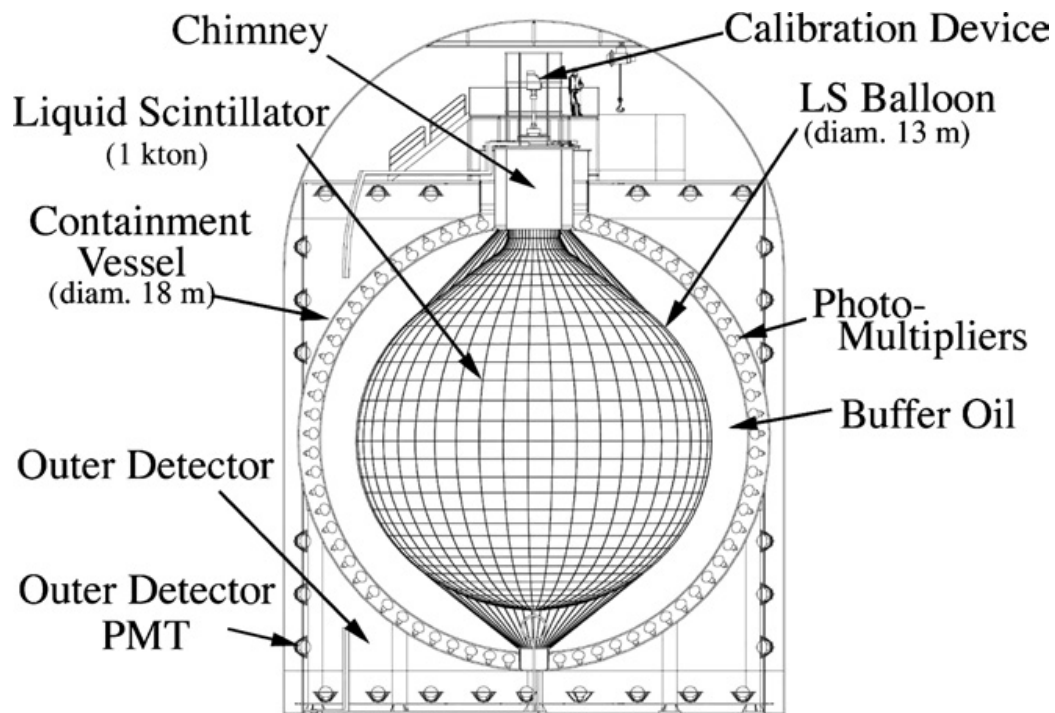


図 8 KamLAND

・スーパーカミオカンデ

スーパーカミオカンデは岐阜県の神岡茂住鉱山「池の山」山頂下 1000m の地点に直径 39.3 m、高さ 41.4m の水槽に 50000 トンの純水で満たしてニュートリノを待ち受ける (図 9)。発生したチェレンコフ光は水槽の壁一面に設けられた 11129 本の光電子増倍管で捉えられる。これは、光電子増倍管に入射した光電子を数百万倍に増幅して電気信号として取り出す装置である。この施設が地下 1000m という深さに建設された理由として地球上に降り注ぐ宇宙線がノイズとなるため、地下に潜ることで岩石に宇宙線を吸収させることができるからである (10 万分の 1 程度に低減できる)。

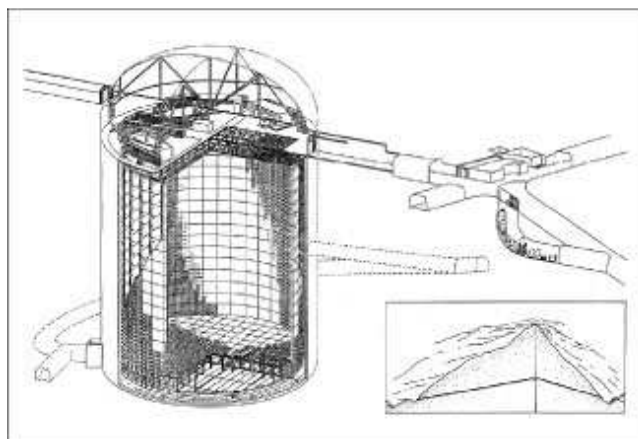


図 9 スーパーカミオカンデ

## ・ AMANDA

AMANDA は、1957 年よりアメリカ合衆国によって維持されているアムンゼンスコット南極点ステーションより 1km 弱離れた標高はおよそ 2800m の Dark Sector Laboratory の一角から操作されている。AMANDA では、南極の氷を利用して氷を熱湯で掘削した後、その穴（深さ 2km、直径 1m）に検出器を紐でつなぎ、下ろしてから凍らせるという方法で設置された。そして、その検出器により超新星爆発やその他の宇宙における大変動によって生みだされる目に見えないニュートリノを観測できる。氷の中に入れた検出器（図 10）を使って、高速度のニュートリノが氷と相互作用するときに発する青い輝きである「チェレンコフ放射」の閃光を監視し、各検出器からのチェレンコフ放射の明るさとタイミングからニュートリノのエネルギーと方角を決定することが可能である。

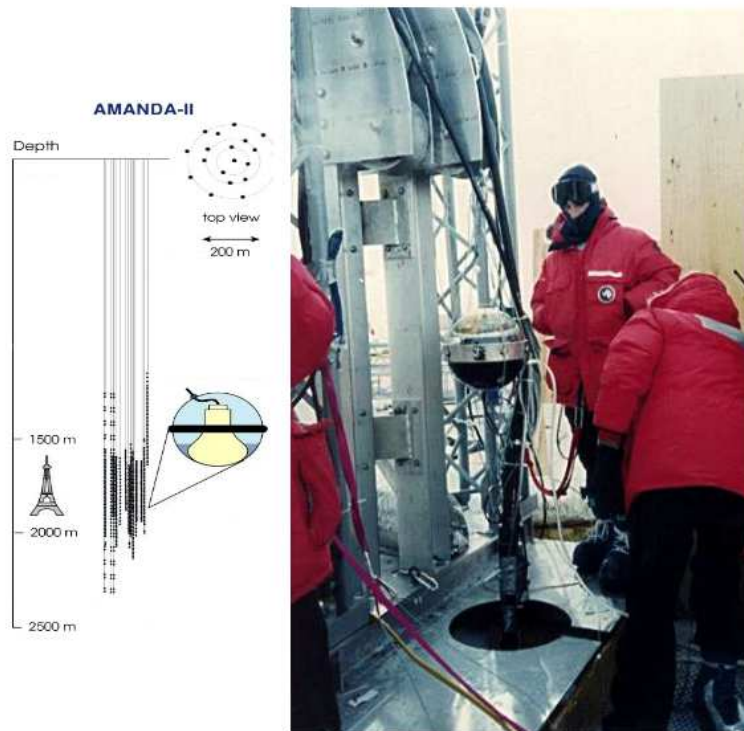


図 10 AMANDA

## ・ ICECUBE

超高エネルギー宇宙ニュートリノを南極の氷を巨大な検出器（直径 1km）にして捉えて、その起源を探ろうという国際共同実験である。地球の裏側から飛来するニュートリノが氷中で反応することによって生成される荷電粒子が氷中を走るときに出すチェレンコフ光を、氷中に埋め込まれた光検出器で検出するというものである（図 11）。AMANDA が拡大化されたものと考えられる。

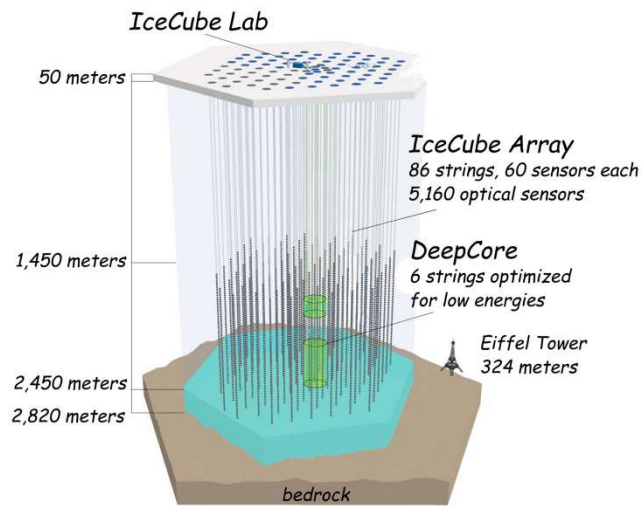


図 11 IceCUBE

・ ICARUS

ICARUS (Imaging Cosmic And Rare Underground Signals) はイタリアの Gran Sasso 実験室内 (地表から 1400m) に設置された 480 トンの液体アルゴンタイムプロジェクションチェンバー(TPC)検出器。75000V を印加しているカソードから液体アルゴン中をドリフトした電子を 55000 の読み出しチャンネルで検出する (図 12)。

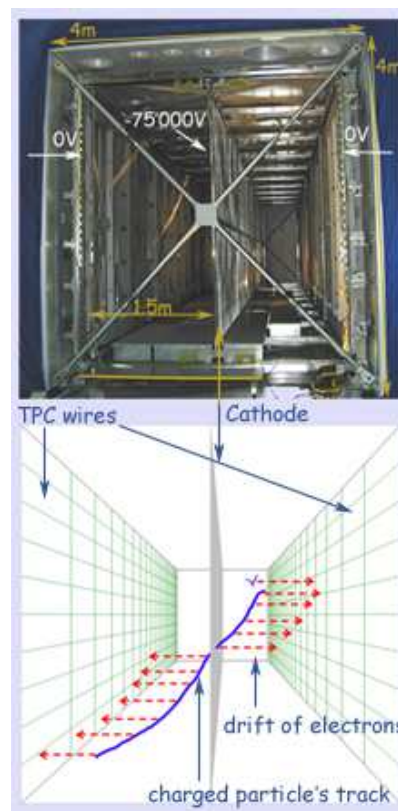


図 12 ICARUS 液体アルゴン TPC 検出器



#### 1.4 アスカラヤン法ニュートリノ検出器の研究

1961年に G.A. Askar'yan により提案されたアスカラヤン効果[12]は、ニュートリノと密度媒質との反応により発生する電磁シャワーからの電波放射過程のことである。空気中で起こる空気シャワーに比べ、電磁シャワーの規模が小さくなる固体媒質中では、電波放射の担い手である過剰電子 (Compton、Bhabha、Moller 効果により生じる電子) の間隔が、電波波長よりも十分に小さくなるため観測点で位相が合い、干渉効果により放射強度が増加する。建設的な干渉効果は電波強度を電磁シャワーエネルギーの2乗にまで増幅させるため、検出可能な電波強度となる(図 13)。

この効果はハワイ大学の P.Gorham らの研究グループにより実験的に確認されている[13]。

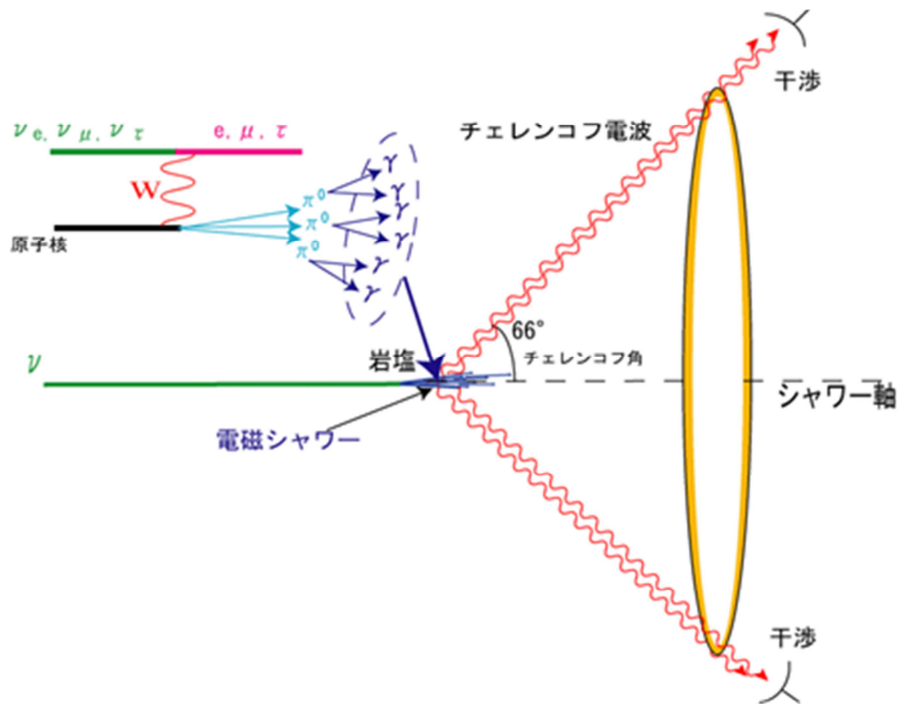


図 13 アスカラヤン効果

このアスカラヤン電波を用いた検出器を紹介し、これらアスカラヤン効果によるニュートリノ検出について説明する。これら検出器は超高エネルギーニュートリノ検出を目的としたものであるが、未だ検出はされていない。

#### • RICE (Radio Ice Cerenkov Experiment)

RICE は 1996 年から観測をはじめ、南極の氷に数百メートルの穴を 15 本掘りアンテナを吊るした。ニュートリノが氷との反応により干渉チェレンコフ放射を起し、そのときに発生する電波を、吊るしたアンテナにより検出するというものである[14]。

AMANDA 実験の際に掘削した縦穴の AMANDA 検出器埋設地よりも上部の空洞を使用し実験装置を埋設した。

• **ANITA (Antarctic Impulsive Transient Antenna)**

ANITA は、南極の氷を全て使うので観測エリアは  $1.5 \times 10^6$  (km<sup>2</sup>) と非常に広く、南極の氷の上空 37km 付近にアンテナを搭載した気球を巡回させるというアイデアを用いる。ニュートリノが南極の氷の中に侵入し、反応してカスケードシャワーを起し 56° 角のチェレンコフ放射を発生させる。その放射が南極の氷の表面まで達すると屈折を起して上空を巡回している気球にて検出するというものである (図 14 参照)。

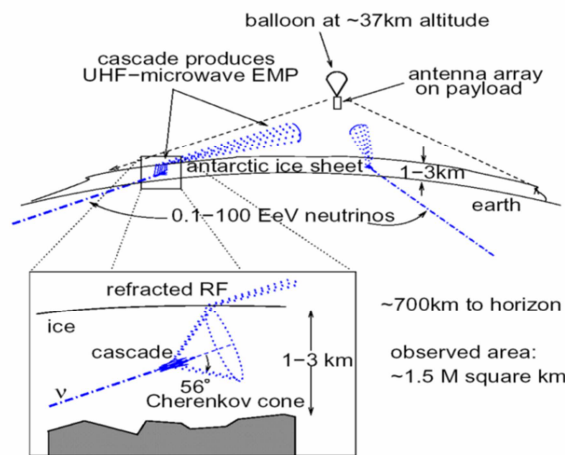


図 14 ANITA でのニュートリノ検出方法

• **GLUE (Status of Goldstone Lunar Ultra-high energy neutrino Experiment)**

GLUE は 1998 年から観測をはじめ、月の表面を使用してニュートリノを検出しようと考えた。月を構成している物質のほとんどが珪酸塩であり、その誘電率、 $\tan \delta$  はそれぞれ 3、0.003 となっており周波数 2GHz における減衰長は 9m と考えられている。月の表面にニュートリノが侵入して干渉チェレンコフ放射を起し、そこで発生した電波を NASA で二つの巨大アンテナ (直径 70m と 34m) を使用して検出するというものである。

• **SALSA/SND (Salt Neutrino Detector)**

SND 実験グループは本研究の前身となった実験であり、当初はこのアスカラヤン法によるニュートリノ検出を岩塩ドームで行うことを目的としていた[15]。図 15 のようにシミュレーションを行っていた。

アンテナの電場 >  $6.9 \times 10^{-6} [\text{V/m}]$  (黒体輻射) で Hit.

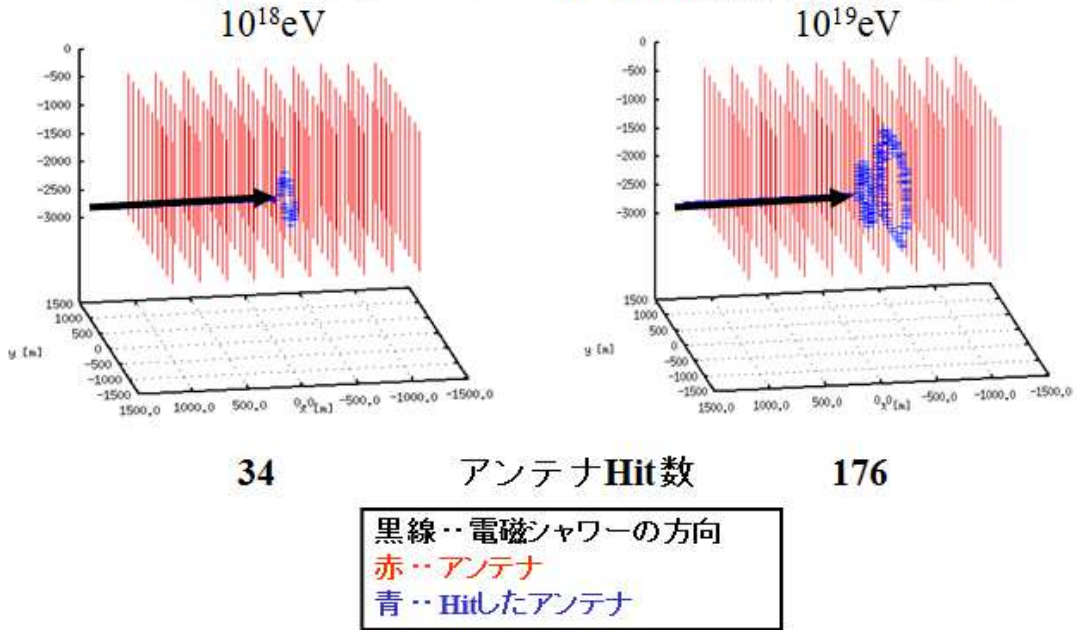


図 15 SND ニュートリノ検出シミュレーション

## 1.5 レーダー法の研究

### ・レーダー法超高エネルギーニュートリノ検出器の概要

我々の実験グループが目指しているレーダー法による UHE  $\nu$  検出器に期待する機能と理論的裏付けについての説明を行う。

超高エネルギーニュートリノのフラックスは非常に少ない ( $\sim 1 / \text{km}^2/\text{day}$ )。散乱断面積が小さいことも相まって、検出するためには大きな検出器が必要となる。求められる大きさは人工で作ることは難しく、南極大陸の氷、岩塩ドームまたは海水などの自然にある巨大な質量を持つものが検出器の有力候補となる。

検出器の大きさは、利用する伝播波の検出媒質中での透明度の問題を生む。Ice Cube 実験では、氷と  $\nu_\mu$  の反応により生じた  $\mu$  粒子からのチェレンコフ可視光での検出を試みているが、その減衰長は短いため光センサー間隔を広く出来ない。巨大な検出領域をカバーするためには、減衰長の長い岩塩中の電波が適切と考えられる。電波による検出は、減衰長の長さ以外にも利点を持つ。物質との相互作用により発生した電磁シャワーからの電波は、超高エネルギーニュートリノの飛来方向だけではなく、そのエネルギーをも知ることが可能となる。

本実験は、図 16 に示すような検出媒質として有望と考えられる岩塩ドーム及び南極氷床を検出器としたニュートリノと媒質の衝突により発生する熱から電波反射を検知することにより、超高エネルギーニュートリノを検出する実験である (図 17)。

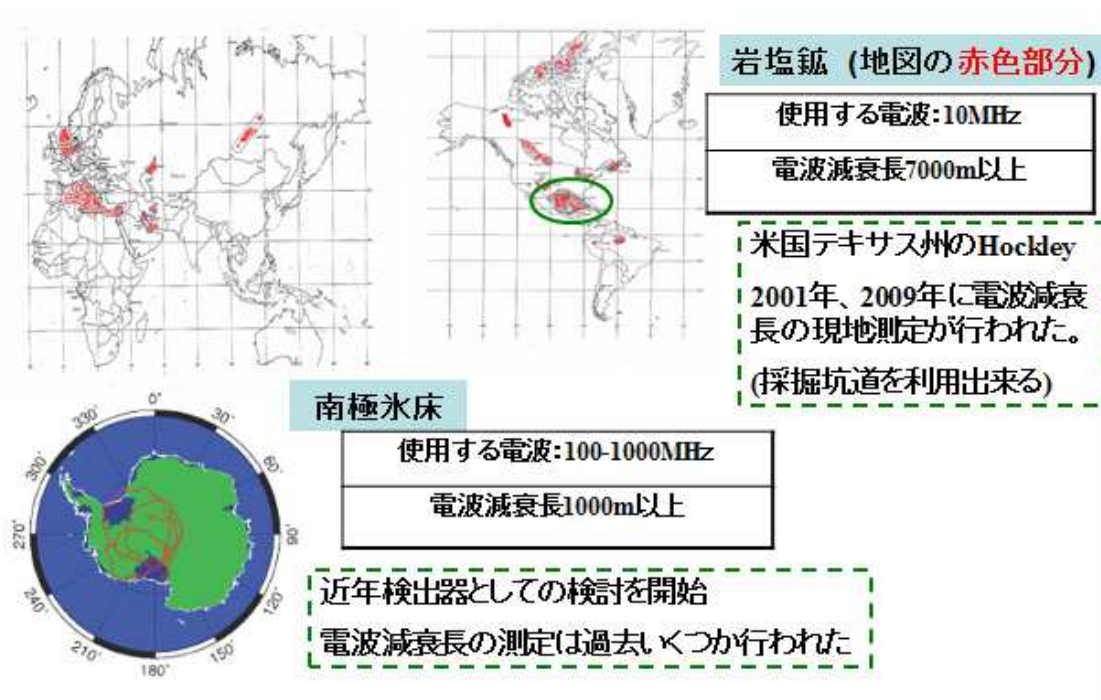


図 16 有望な検出媒質と現在までの調査

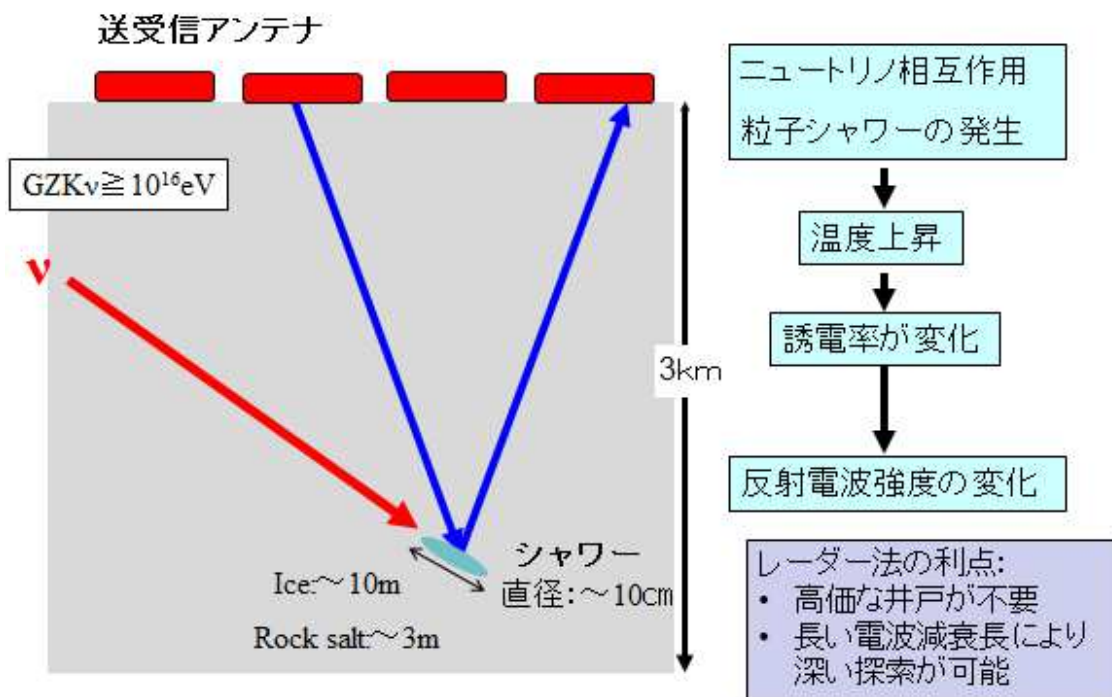


図 17 レーダー法ニュートリノ検出概要

この 1.5 節では同研究グループがレーダー法ニュートリノ検出器実現のため過去おこなってきた実験とその結果を紹介するものである。

・ KEK/PF-AR における X 線照射による電波反射実験

岩塩試料に X 線(又は電子ビーム) と電波を同時に照射する実験を行った。岩塩内に電磁シャワーを発生させ、 $\nu$  入射に相当する状態を生み出しているのである。そのようにして反射電波がビーム入射をどのように反映するかを調査をした。

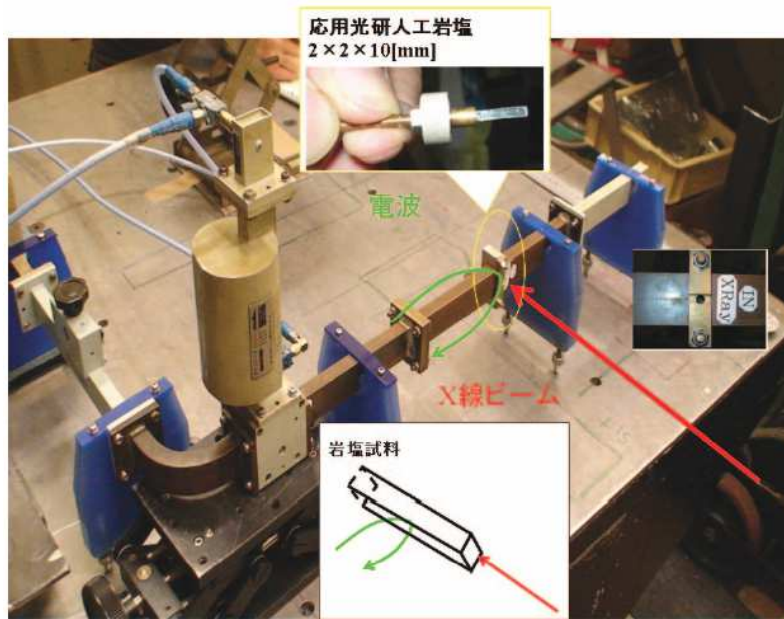


図 18 KEK.PF.AR における X 線照射実験装置

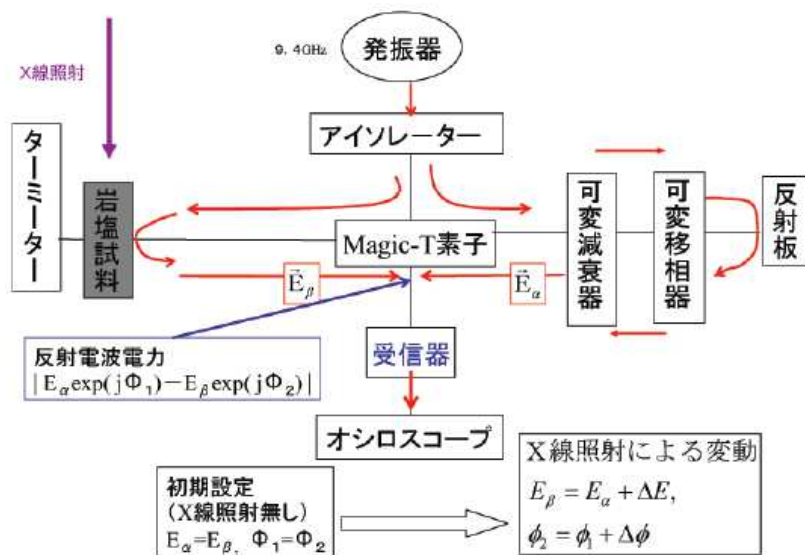


図19 9.4GHz用ゼロ位測定法の原理BlockDiagram

岩塩試料にX 線と電波(9.4 GHz,  $\lambda=3\text{cm}$ ) を同時に照射する実験を高エネルギー加速器研究機構にある放射光施設(KEK/PF-AR) にて行った。周回電子のエネルギーは6.5GeV で、

White Spectrum のX 線が 800kHz で放射される場所である。微弱な信号を受信するために、実験装置は導波管回路で零位測定法を採用している。(図18) TE<sub>10</sub>モードで9.4GHz の電波を使用する故、10.2×22.9[mm] の矩形導波管回路を使用した。可変抵抗減衰器と可変位相器によってあらかじめ、反射信号をできる限り小さくした状態においてX 線照射を行う。ここで導波管内の電界に平行な方向に抵抗板を置くと板に電流が流れエネルギーを失う。減衰器と無反射終端は共にこの原理を利用したもので、減衰器は挿入する抵抗板を挿入する度合いを調節するネジがある。発振信号と試料からの反射信号の方向を制御しているものは Block Diagram (図19) の中心部分にあるMagicT 素子である。これは電界(磁界)と平行な方向にのみ電波を分岐させる。又、微弱な反射電波の変化の詳細を知るために対数アンプによって増幅した。上田無線製作のNRG-98 受信器を使用した。また導波管の外で岩塩試料にアルメルクロメル熱電対を挿入しX 線照射による温度測定を行った。

#### ・岩塩電波減衰長測定実験

検波における周波数帯域の選択は、減衰長を考慮に入れる必要がある。人造岩塩の10MHz と 25GHz での減衰長の測定は、1954 年に Hippel により行われている。しかし、ここでは減衰長の下限值を与えているに過ぎない。直接測定はテキサス州ヒューストン近郊の Hockley 岩塩鉱で150MHz, 300MHz, 750MHz において行われている。これは、岩塩ドーム中の掘削空洞中で電波を岩塩中に数十 m の距離を通過させた後の減衰量から測定された。

世界中の岩塩ドームの減衰長と周波数の関係を調査することは、岩塩ドームの選択のために必要不可欠である。本研究の前身となった SND 実験のグループでは、1GHz、2.4GHz の空洞共振器をつかい摂動共振器法による複素誘電率の測定を行っている[16-18]。この測定方法は、空洞共振器に微小試料を入れることにより変化する共鳴周波数を測定することで誘電率を求める方法である。

## 電波減衰長の周波数特性 (NaCl単結晶)

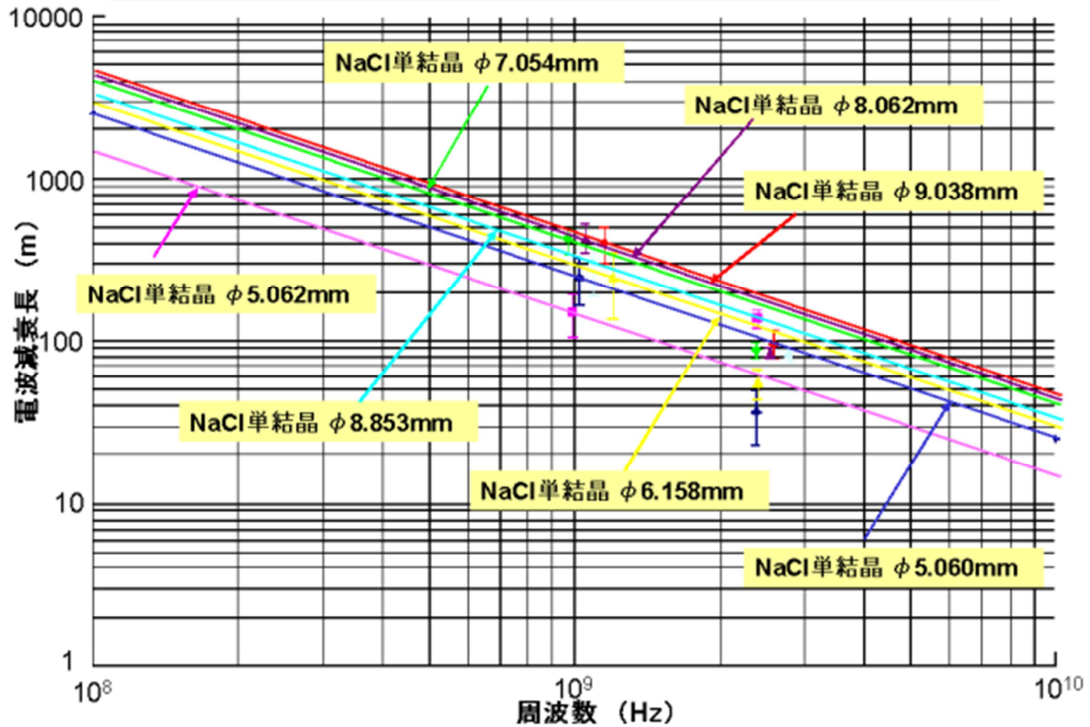


図 20 1GHz、2.4GHz における NaCl 単結晶の電波減衰長の周波数特性

上記の図 20 は岩塩鉱の試料とは違い、純度の高い NaCl 単結晶の電波減衰長の周波数特性を表した図である。この図は、縦軸に電波減衰長、横軸に周波数をとっている。図の中にある直線は、各試料の  $\tan \delta$  を一定として、1GHz の測定を基準に、各周波数における電波減衰長を示したものである。同一試料で 1GHz、2.4GHz の測定を行って直線に乗るかを見てみたが、誤差を含めて見ても  $\tan \delta$  一定として引いた線に乗らず、5.062mm 以外の、NaCl 単結晶試料は、1GHz に比べて、2.4GHz では、電波減衰長が低くなる傾向が見られた。ただし、2.4GHz の測定時期は、1GHz の測定時期から 1 年くらい経過していたために、試料の劣化が考えられ、2.4GHz の測定時にその影響が関与していると思われる。現在試験中の 200MHz、5.2GHz の測定を行うことで、周波数特性を確かなものに出来ると考えられる。また NaCl 単結晶は、単結晶の試料なので、試料のどの部分においても結晶の向きが同じなので、電波を減衰させにくく全体的に長い電波減衰長を得られた。

図 21 に世界各地の岩塩試料で同様の測定を行った結果を表す。

## 電波減衰長の周波数特性（岩塩鉱別）

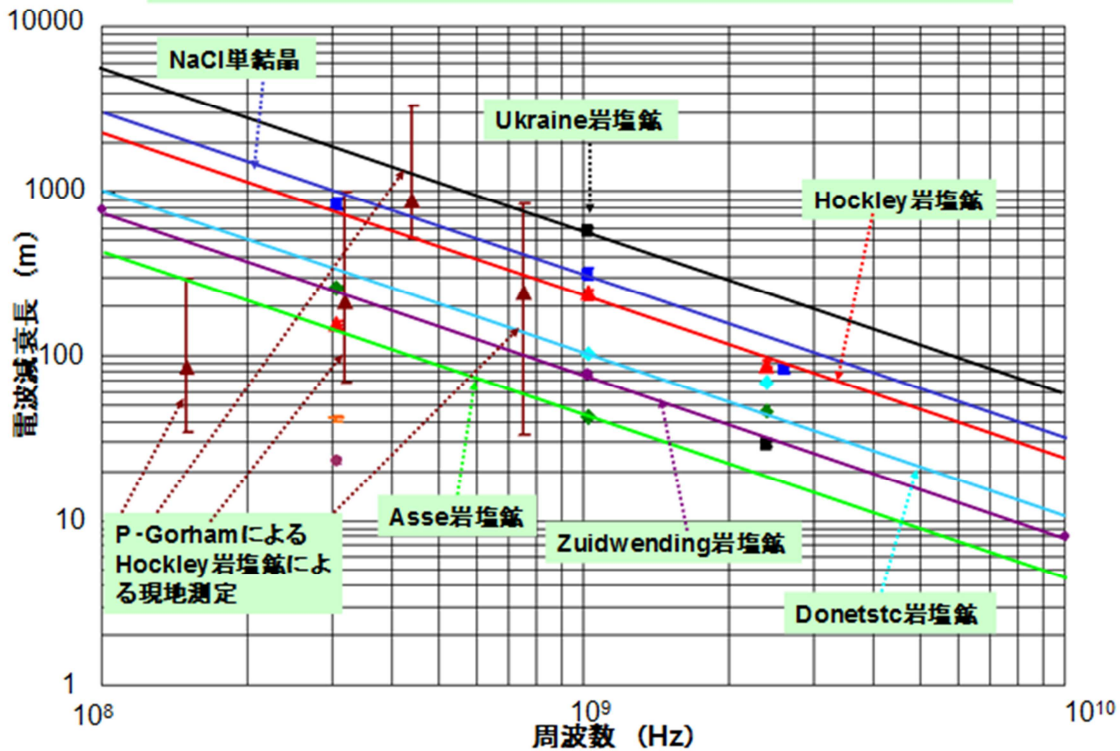


図 21 1GHz、2.4GHzにおける世界各地の岩塩試料の電波減衰長の周波数特性

### ・自由空間法における電子ビーム照射による電波反射実験

電子ビームは日本原子力研究開発機構（JAEA）高崎量子応用研究所（TARRI）の1号加速器を用いた2MeVまでの電子ビームを使用し、実験によって3mAまでのビームフラックスを使用する。このTARRI 1号加速器の詳細は同様の加速器を使用した本論文の主題研究である誘電体充填同軸管電子ビーム照射実験について解説を行う3章にて詳細に記述する。

自由空間法での実験により電波反射が測定され、電波反射効果がX線照射による導波管の機械的ひずみによるものでないことが明らかとなった。

### ・岩塩充填矩形導波管における電子ビーム照射による電波反射実験

レーダー法検出器ではUHF $\nu$ が通過することによる岩塩温度の上昇を誘電率の変化として測定し、電磁シャワーを検出することを目的としている。

その前段階として導波管を用いて温度と電波反射強度の相関を実験室において検証するための実験である。

実験においては岩塩を内部に充填した矩形導波管（図22，図23）に対し、435MHzの電波を管内部で伝搬させ、終端で反射信号を終端抵抗器（terminator）により吸収させており、反射信号は1/100以下の大きさになる。管内部及び終端からの電波反射を、電子ビーム照射前を零となるように測定回路上で調整を行う零位法を用い、電子ビーム照射時の



温度変化及びそれに伴う誘電率変化による微小な電波反射を測定する。

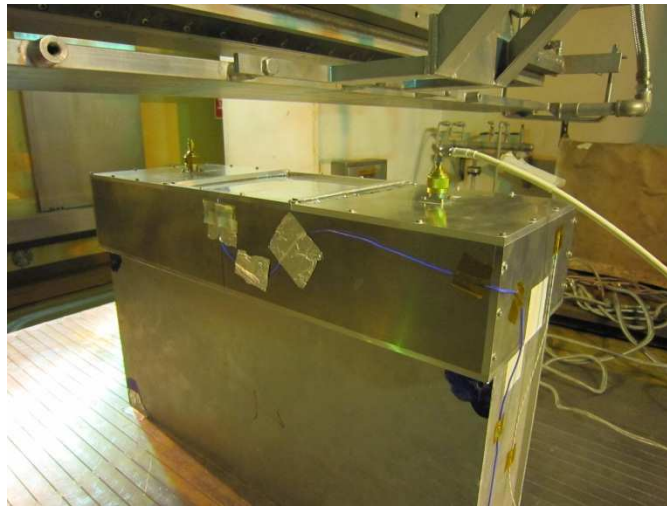


図22 435MHz矩形導波管外観

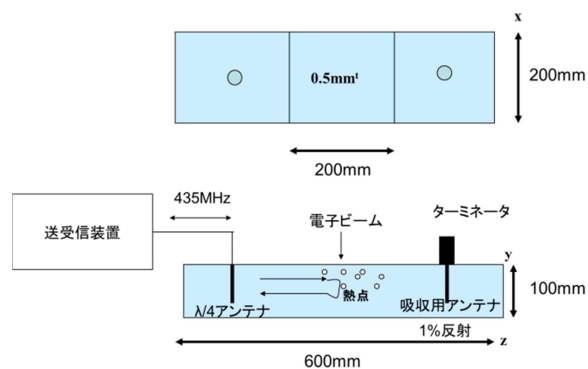


図23 435MHz矩形導波管内部構造

電子ビームは自由空間法同様に JAEA, TARRI の 1 号加速器を用いた 2MeV までの電子ビームを使用し、実験によって 3mA までのビームフラックスを使用した。

岩塩充填矩形導波管からの電波反射はリアルタイムスペクトラムアナライザ (RSA) 及びスペクトラムアナライザ Specat2 (詳細は後述) によって記録される。電子ビーム照射前に測定される電波反射を零に近づくよう、反射電波と振幅が等しく位相が  $180^\circ$  異なる電波を減衰器と移相器を用いて作成し合成することによって零位法による測定を構築した。この際零位を設定する減衰器と移相器は手動によって調整していたため、調整に時間がかかりかつ零位の精度も高くできなかった。

同時に矩形同軸管電子ビーム照射面 1 mm Al 板中央に埋設した熱電対温度をデータロガーにより記録。両者の結果から岩塩温度上昇と電波反射率変化を比較検討した。2MeV, 1mA 電子ビーム 60 秒間の照射における照射開始時を 0 秒とした時間と電波反射率変化及び温度変化の二乗を記録した結果[19-29]を図 24 に示す。

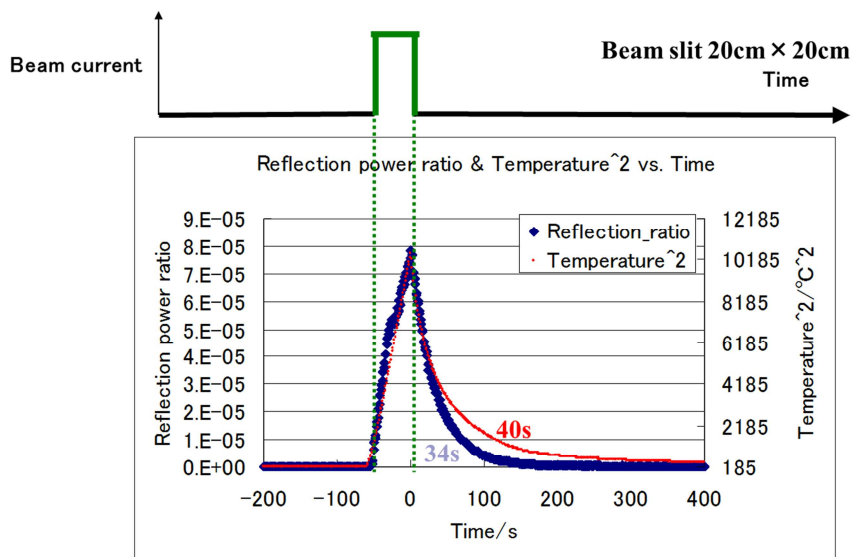


図24 岩塩充填矩形同軸管電子ビーム照射時の温度電波反射率変化

岩塩充填矩形導波管では電子ビーム照射時の温度変化と電波反射率 $\Gamma$ に関して一定の相関を得られたものの、ビーム照射面積が大きい時間当たり被照射電子ビームエネルギーも大きく、電波反射観測の面でエネルギー検出感度が悪いこと。また矩形導波管の電波伝搬方向の側面に電子ビームを照射しているため、温度変化面に対して電波が垂直で反射しないなどの問題を抱えている。

レーダー法ニュートリノ検出器開発に際して、侵入した UHE $\nu$  のエネルギー再構成を行うにあたりこれら諸問題を解決する必要があり、2章以降で解説する本論文の主題である誘電体充填同軸管実験を行う事を決定した。

また、これまで本研究グループは SND (Salt Neutrino Detector) 実験グループを名乗っており、岩塩を主とした研究を行ってきた。本論文ではこれを氷でも同種の実験が出来ることを実証し、測定結果を比較することによりレーダー法ニュートリノ検出器検出媒質としての誘電体の選定において岩塩の他に氷を選択肢に入れることが可能となり、新しく南極氷床が検出器設置場所として候補に入った。

2章以降では岩塩と氷の特性を調査し、電子ビーム照射に対する電波反射を計測する実験について解説しその結果を載せる。

## 2 岩塩及び氷誘電率の測定

3章で記述する誘電体充填同軸管電子ビーム照射実験に先がけ、岩塩粉末と氷の誘電率をそれぞれ測定しておくことにより、ビーム照射実験に用いる誘電体充填同軸管の内部導体の直径を決定しその設計製作を行った。その手法と過程、そして結果をこの2章で記述する。

### 2.1 誘電率の測定方法:短絡端同軸管による反射法誘電率測定

誘電体誘電率を測定するにあたり、短絡端同軸管を用いた反射法という手法で誘電率測定を行った。反射法とは短絡端同軸管の内部端面にリング状誘電体を設置し電波反射の振幅と位相を測定することにより、電波が反射端面で誘電体内部を伝搬することによる振幅の変化と位相の遅れから誘電体誘電率を算出する方法である[30]。

通常プラスチックや樹脂などの加工が容易な固体は同軸管外部導体内径と内部導体外径に収まるリング状に加工し、上記のような反射法や同軸管に反射端を設けず電波を誘電体を透過させ、2チャンネルのネットワークアナライザで透過波を測定する透過法をもって誘電率を測定する。

本実験では岩塩及び氷の加工が難しい点を考慮し、同軸管内部を岩塩粉末と氷で満たし反射法で測定するという形を選択した。この方法では広い周波数領域での誘電率測定が可能である。この章ではその詳細を記述する。

#### 2.1.1 同軸管による誘電体誘電率測定の方法

規格品の同軸管 (WX-20D) に誘電体を詰めて電波反射を測定する。規格品は空気の誘電率での特性インピーダンス  $50\Omega$  で設計されているため、内部を誘電体で満たすと式(3)となる。

$$\text{真空の誘電率 } \epsilon_0 \div \text{空気の誘電率 } \epsilon_{\text{air}} < \text{誘電体誘電率 } \epsilon_r \quad (3)$$

このため、通常同軸管の短絡端部分で全反射して返ってくる反射電波は、 $50\Omega$ 同軸ケーブルの特性インピーダンスと誘電体を詰めた同軸管内のインピーダンス不整合により、一部が誘電体充填部の境界によって反射し合成された電波反射となる。

測定の方法として、始めに短絡端同軸管を測定器に繋がる同軸ケーブルと接続するテーパ管 (TM-20DS-SJ) において、同軸管を用いず直接短絡端を接続 (図 25) しその反射を記録する。この値を校正に使用し、誘電体充填短絡端同軸管を接続 (図 26) した際、誘電体内部を伝搬することにより遅れた位相と振幅の変化のみを測定装置で記録した。

この測定に使用した同軸管は WX-20D 規格品の同軸管を加工して製作した。

加工依頼設計図面を付録 1 に添付する。

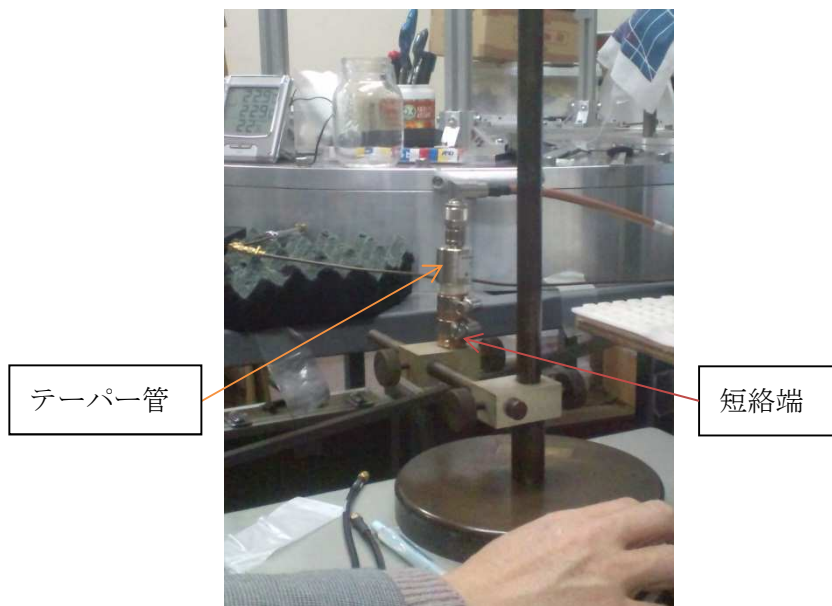


図 25 較正のためのテーパー管短絡



図 26 誘電体充填短絡端同軸管による岩塩誘電率測定

なお、この誘電率測定実験では岩塩（粉末岩塩純度：99.5%以上）で 100MHz-1.1GHz、氷（電気抵抗率 18.2 MΩ·cm の超純水を凍らせたもの）で 400MHz-1.4GHz の範囲で誘電率を測定した。これは同軸管の長さ 100 mm という数値が、誘電体誘電率測定に使用する電波の誘電体内 4 分の 1 波長 ( $\lambda/4$ ) においておおよそ 400MHz 以上の周波数で式(4)のようになるためであり、これよりも低い周波数においては短絡端反射法による誘電率測定が正確に行う事が出来ないためである。

$$\lambda/4 > \text{往路 } 200\text{mm} \quad (4)$$

岩塩での実験後に氷での実験を行ったため、岩塩において 100MHz-1.1GHz の実験結果

を示すことによりこのことを記すとともに、氷では始めから 400MHz-1.4GHz の測定を行った。測定範囲の 1GHz 内は 100Hz おきの 10001 点で測定し記録した。

### 2.1.2 伝送方程式

反射法誘電率測定において、その算出に用いる伝送方程式を説明する。

短絡端同軸管内を伝搬し反射した電波の電力比（反射率） $A_{S11}$ と位相  $\phi_{S11}$ は同軸管の長さ  $d$  と同軸管内部を満たす誘電体の比誘電率と比透磁率及び電波の波長  $\lambda$ により、以下のような伝送線路の方程式(5)により求めることができる[31]。

2.1.3ではベクトルネットワークアナライザZVB-8（図27）を用いて行った電力比と位相の測定と結果を示す。この結果を用いて誘電率を導出するが、ここで伝送線路の方程式における $S_{11}$ とは2portネットワークアナライザにおけるScattering parameter（Sパラメータ）において、port 1 から送信した信号を port 1 で受信したときのことを示している。同様に port 2 から送信した信号を port 2 で受信する反射波は $S_{22}$ となり、port 1 から送信した信号を port 2 で受信する透過波測定は $S_{12}$ である。

翻って比透磁率を1とした場合、電力比 $A_{S11}$ と位相  $\phi_{S11}$ を測定することにより周波数ごとの比誘電率を求めることも可能である。

$$\frac{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} d\right) - 1}{\sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \tanh\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_r \mu_r} d\right) + 1} = A_{S11} e^{i\phi_{S11}} \quad (5)$$

これをもとにネットワークアナライザによって周波数ごとの電力比と位相を測定し、Parametric Technology Corporation社製科学技術計算ソフトウェアであるMathcadによる伝送方程式の解の導出を行う事により誘電率を算出した（後述）。

### 2.1.3 ネットワークアナライザによる短絡端同軸管中を伝送する電波の位相及び減衰の測定

Rohde & Schwarz製ベクトルネットワークアナライザZVB-8（図27）を用い、電波周波数毎の振幅及び位相を測定し記録した。記録はcsvファイル形式とし、このファイルは列毎に配列化して計算が行える数値計算ソフトであるMathcadで呼び出すことができる。図25で岩塩充填短絡端同軸管の振幅と位相をMathcadで周波数ごとに表示する。

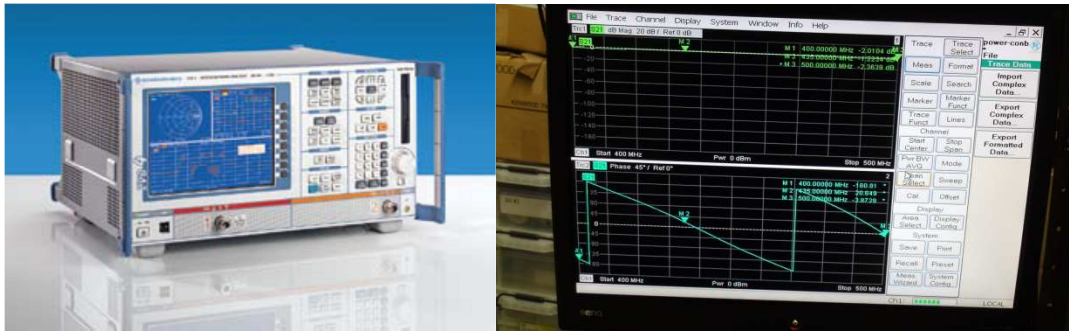


図27 ベクトルネットワークアナライザZVB-8 (左) 測定中のディスプレイ出力 (右)

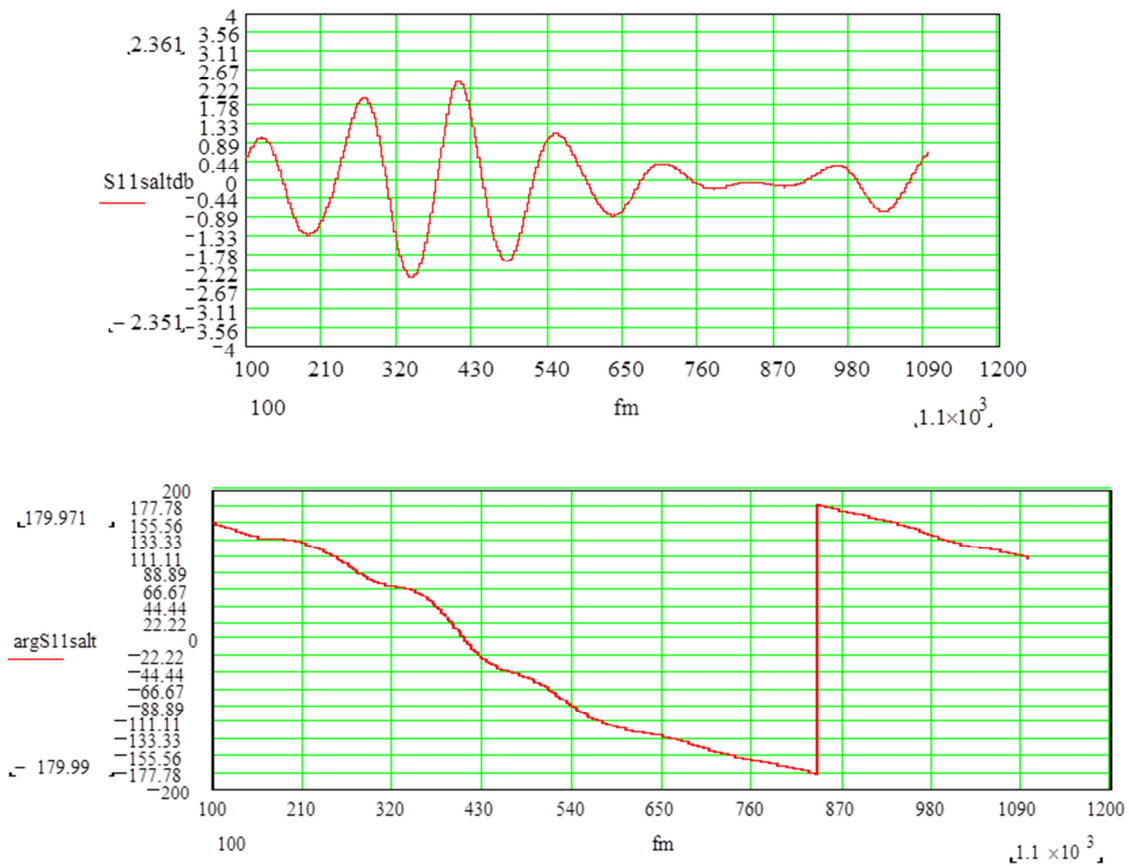


図28 ネットワークアナライザによる周波数毎の電力比 (上) 及び位相 (下) 測定結果を Mathcadにて描画

## 2.1.4 誘電率の導出

記録した電力比 $\beta$ 及び位相 $\theta$ を伝送方程式に代入することにより比誘電率を求める。

計算はMathcadを用いて行った。算出方法は以下のような手順。

### ・ Givenキーワード

Givenキーワードにより解く対象となる方程式または変数 (キーワード) に対する制約条件について、論理演算子を使用した等式または不等式で定義 (Givenによって与える) する。

Find関数を呼び出すことで解を探索し始める。

- Find関数

Find関数は、与えられたシステムに対して正確な解を見つけようとする。指定した許容誤差範囲で解が見つけれない場合には、エラーを出力する。

- 方程式を解く数値解法のアルゴリズム

組み込みの数値計算アルゴリズムを使用して解を求めるが、これらのアルゴリズムは、初期推定値を開始点として、ソルブブロック（Givenキーワードにより開始しFind関数の前まで記述される範囲）内の制約条件を全て満たすような解を探索する。

1つの線形アルゴリズムと3つの非線形アルゴリズムが用意されており、Mathcadは自動的に適切なアルゴリズムを選択する。

実際に使用したMathcadのプログラムは付録2に示す。

## 2.2 結果

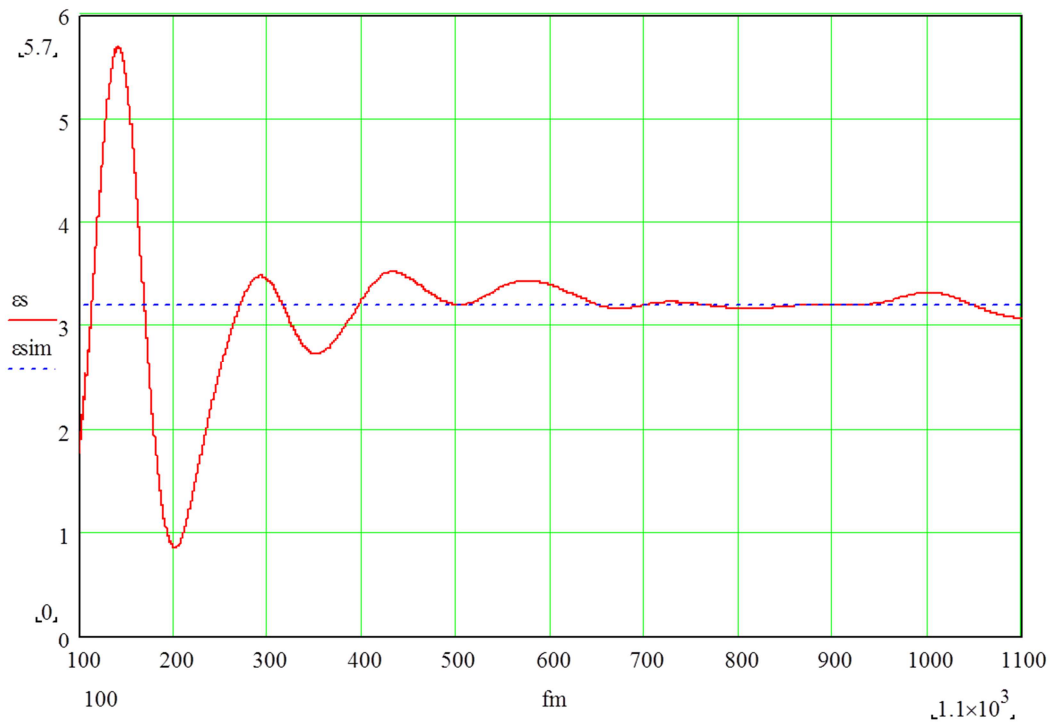


図29 Mathcadによる岩塩比誘電率 $\epsilon_r$ 算出結果

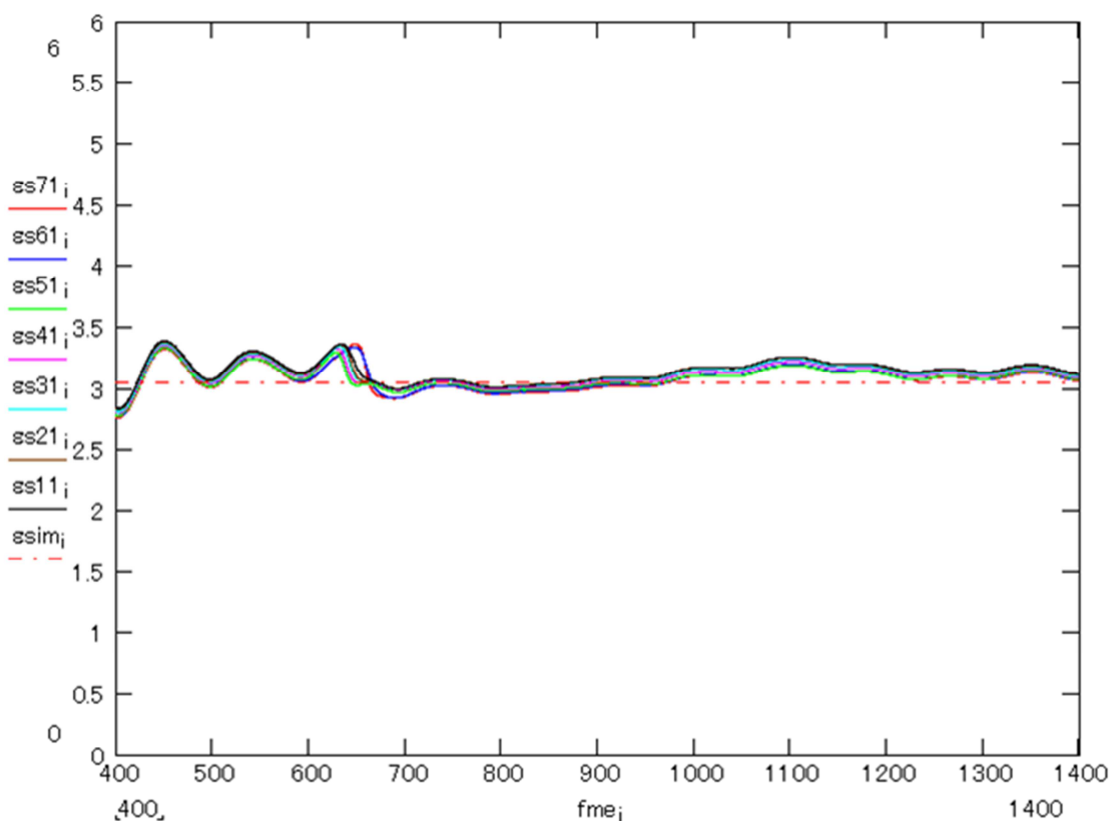


図30 Mathcadによる氷の-71℃から-11℃まで10℃刻み比誘電率 $\epsilon_r$ 算出結果

図29,30はそれぞれ岩塩と氷で誘電率を算出した結果である。図中横軸の $f_m$ 及び $f_{mei}$ は周波数MHzの数値を表し、縦軸 $\epsilon_s$ は誘電率を表している。

岩塩において測定点は常温のみであるが、氷では-71℃から10℃刻みで-11℃までの測定を重ねて描画させている。氷の誘電率測定結果において、 $\epsilon_s$ の後に続く数字は負号を省略した測定時の温度である。

$\epsilon_{sim}$ は数値計算の際の探索に用いる初期値であり、この数値近辺からの値を探索する目安として定義している。

### 2.2.1 常温岩塩の誘電率

常温 (24℃) 状態での岩塩誘電率は図29に示すように100MHz-1100MHzの周波数において算出することができた。400MHz以下の周波数においては2.1.1で述べたように、同軸管の全長が測定波長よりも十分に長くないため正確な測定が行えていない。よって、ヒストグラム描画解析に有用であるCERNの開発したソフトウェアROOTを用い、図31にあるように誘電率測定結果をガウス分布で近似し、誘電率の平均値とその誤差として偏差 $\sigma$ を導いた。



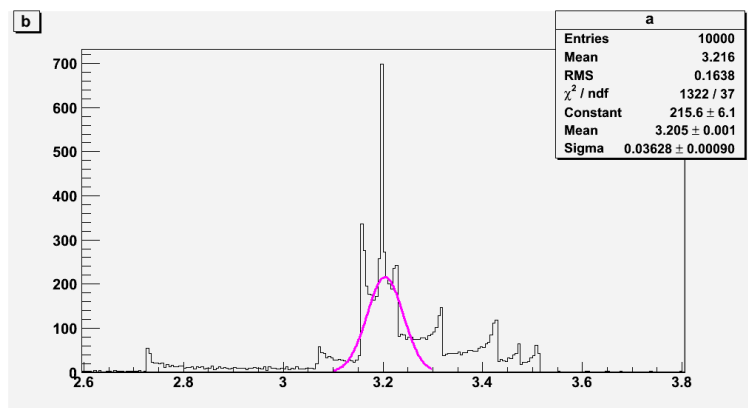


図31 ROOTによる算出誘電率の平均値及びその偏差導出

これによると測定した岩塩の比誘電率は3.205 誤差±0.036 と求められた。

### 2.2.2 氷誘電率の温度依存性

氷充填短絡端同軸管における誘電率測定の実験では、ドライアイスによる氷充填短絡端同軸管冷却時の-71℃から測定を開始し、同軸管を常温熱浴下に置くことによる温度上昇と共に-11℃まで10℃刻みで温度変化時の振幅と位相変化量を測定した。図32に首都大学東京 (TMU) で行った測定と、北海道大学 (HU) で行った測定[32]を比較した図を載せる。

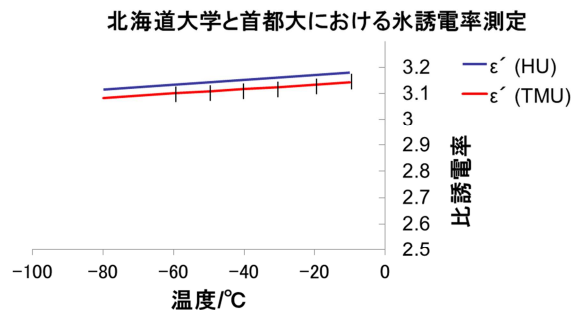


図32 氷誘電率温度依存性測定結果

図31と同様にして求めた氷の-71℃での誘電率 $3.091 \pm 0.027$ は北海道大学が計測した氷誘電率の数値と比べ1.2%程低い値が得られた。北海道大学が測定した氷誘電率温度依存性の測定値は2-10GHzでの測定結果であり、我々の測定した数値は400-1400MHzにおける誘電率の周波数特性として微小な違いが出たものと考えられるため、この数値を使用して以降の実験を行った。

これら2.2.1節及び2.2.2節の結果より、粉末状岩塩と氷の誘電率は共におよそ3と近似できる近い値であるといえる。無論厳密には僅かとはいえ差はあるが、次節2.3ではこの誘電率を基にした50Ωインピーダンス同軸管を設計している。

### 2.3 電子ビーム照射実験のための同軸管の設計

測定を行った岩塩及び氷の誘電率を基に、これら誘電体を充填した同軸管が 50Ω インピーダンス結合するような外径と内径の比を導出する。

$$\text{インピーダンス } Z[\Omega] = 60 * \sqrt{\frac{1}{\epsilon_r} \ln \frac{b}{a}} \quad (6)$$

同軸線路のインピーダンスは式(6)のように近似され、この式において比誘電率  $\epsilon_r$  に導出した値を代入し外部導体内径の  $b=19.94 \text{ mm}$  は変えずに  $Z=50\Omega$  となるような  $a$  の内部導体直径を算出する。通常 WX20-D 規格にあるように比誘電率を空気=1 として近似したときの内部導体直径は 8.66 mm である。

これを岩塩の常温での誘電率  $3.205 \pm 0.036$  を代入した場合、およそ 4.492 mm となる。

また同様にして氷の  $-71^\circ\text{C}$  での誘電率  $3.091 \pm 0.027$  を代入した場合およそ 4.529 mm となり、両者の差は小さい。

機械工作精度の関係上、設計図面では小数点以下第二位を mm で記述することになり、また誤差として  $\pm 0.02$  以上が必要となる。よって、両者は  $4.51 \pm 0.02 \text{ mm}$  に含まれることとなるため、それぞれの専用の内部導体を設計するのではなくこの数値で 2 本の内部導体を設計することで岩塩と氷の両方で使用可能な同軸管を作成することができる。

岩塩及び氷を充填して 50Ω インピーダンス整合をとる誘電体充填同軸管の設計図面は付録 3 に記載する。

### 3 原子力研究開発機構高崎量子応用研究所1号加速器による電子ビーム照射実験

2章で設計・製作した誘電体充填同軸管に岩塩と氷をそれぞれ封入した2種の同軸管を作成。信号発生器で生成した435MHz電波を同軸管内に伝搬させ、管内の誘電体に同軸管開放端面より電子ビームを照射してその電波反射を測定した。ビーム照射に開放端同軸管を使用したのは開放端同軸管の開放端面は電場が最大になり、そこで温度変化が起きた時の感度が最大となるためである。

3.1節で示す電子ビーム加速器を用いて加速電圧及び電流をそれぞれ1MeV-2MeV, 0.5mA-6mAまで変化させた実験を行い、電波反射を測定する。

#### 3.1 電子ビーム加速器概要

誘電体充填同軸管電子ビーム照射実験には原子力研究開発機構高崎量子応用研究所1号加速器を利用した(図33 [33])。加速器の高電圧は整流器とコンデンサを12段組み合わせたコッククロフト・ウォルトン型回路で発生され、出力範囲は0.5~2.0MeV, 0.1~30mAである。ビーム走査幅は使用した垂直ビームで最大120cm、走査角度60°、走査周波数は200Hzである(図34)。



図33 高崎量子応用研究所1号加速器棟概観

加速器のビームプロファイルは図35のようになり、実験では垂直ビーム走査軸の中央に同軸管の開放端面がくるように配置した。これにより2MeV, 1mAの電子ビーム照射による実験で誘電体に照射される電子ビームエネルギーは、被照射面積をSとして式(7)で得られ

$$S=9.975^2-2.245^2 \times \pi \approx 296.8 \text{ mm}^2 \quad (7)$$

この範囲に当たる2MeV, 1mAのビームの量は式(8) であり、1秒間の照射は $E=2.152 \times 2 \approx 4.3$  J/s となる。

$$I=2.968 \text{ cm}^2 \times 1 \text{ mA} \times 0.725 \text{ } \mu\text{A}/\text{cm}^2 \cdot \text{mA}=2.152 \text{ } \mu\text{A} \quad (8)$$

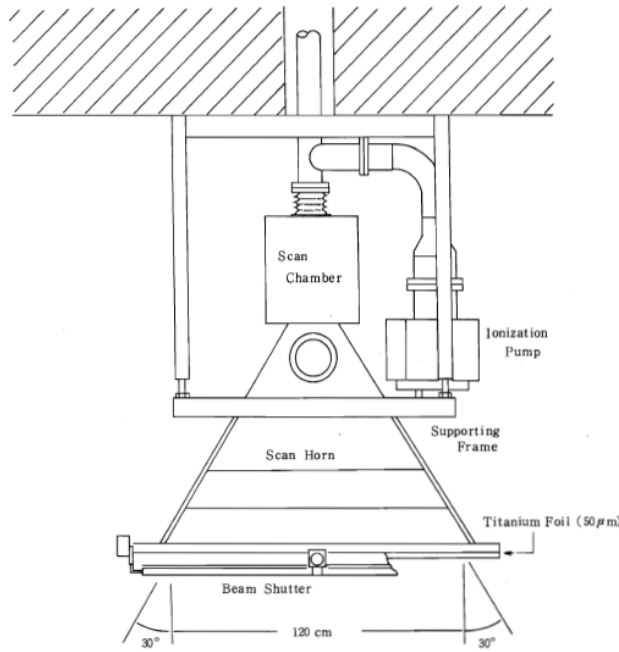


図34 垂直ビーム照射システム

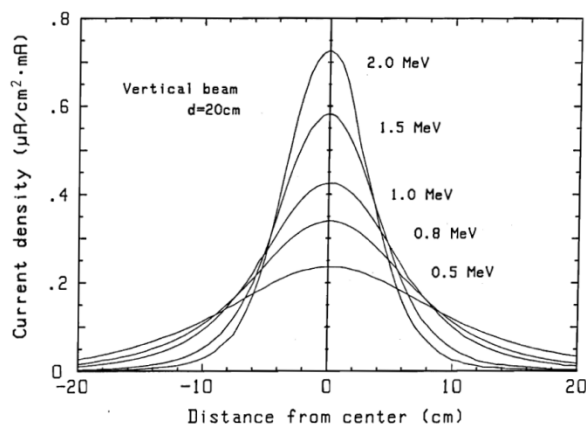


図35 ビームプロファイル

### 3.2 実験装置

実験には誘電体を詰めた開放端同軸管と、氷に対し低温状態を維持したまま電子ビームを照射するための同軸管冷却箱、同軸管内を伝搬する電波を発生させ測定する送信機と受信機を主な実験装置として使用する。また受信回路内では零位法による微小変化量を測定するため、回路上で電子ビーム照射前の受信信号を零に近づけるための演算と制御を行っ

た。3.2節では実験のためのこれらの装置類を説明する。

### 3.2.1 同軸管冷却箱

岩塩充填同軸管は常温状態での実験に際し単体で使用することができるが、氷を充填した同軸管はまず管内に水を封入しそれを低温で凝固させる必要がある。電子ビーム照射施設は低温実験環境下にはないので同軸管そのものを冷却する必要があった。

冷却に関し安全上の観点から電子ビームが直接冷媒に照射されることを防ぐ必要がある。同時に電子ビーム照射を受けて温度上昇する同軸管に接し続けている必要があるため、冷媒の相転移による体積増加時は圧力を逃がすような構造でなければならない。これらの点から液体ヘリウム及び液体窒素のような極低温流体の冷媒は密閉容器の製作が困難と判断したため、固体二酸化炭素であるドライアイスによる冷却を行う事とした。ドライアイスは1気圧では液化のプロセスを経ず昇華点で昇華するため、流体のような厳重な密閉は行う必要がない。気化二酸化炭素はビームの走査方向と垂直の方向に空気穴を冷却箱に設けることにより電子ビームに触れぬよう排出する。

以上のことから図36のような冷却箱を作成し、また冷却箱内部がビーム被照射部との熱的接触により同軸管の周囲温度が上がることを防ぐため、熱絶縁物質であるスタイロフォーム（図中水色）をアルミニウム上蓋に対して挟み込むことで熱的接触を避け（図37）。また側面等露出部分にも同様にスタイロフォームをあてがうことで保冷機能を持たせた（図38）。さらに冷却箱を直立させる4本の脚は直径25 mmの亚克力棒で製作した。

ドライアイスの昇華点は1気圧で $-78.45^{\circ}\text{C}$ である。本研究グループが過去に導波管を用いた実験で岩塩温度は2MeV, 1mA 60秒間の電子ビーム照射で常温から約100Kの温度上昇を記録し、本研究においても先んじて行った岩塩充填同軸管では2MeV, 1mA 60秒間の電子ビーム照射で40Kの温度上昇を記録している（後述）。氷は岩塩に対して比熱が大きいため $-70^{\circ}\text{C}$ 付近まで冷却された場合、氷充填同軸管におけるビーム照射実験では氷が融解する温度に達することはないと予想されるが、ビーム電流を変化させて測定を行う実験では最小の0.5mA から徐々に増大させ、その温度上昇を観察しながら実験の継続を判断することとした。

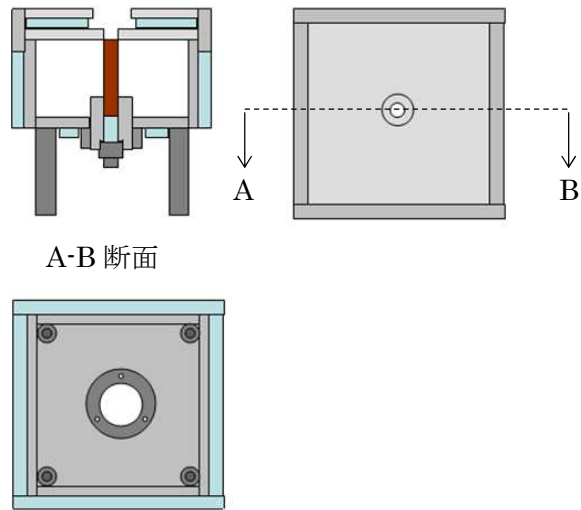


図36 冷却箱概略設計三面図



図37 冷却箱上蓋裏面（左）断面（右）



図38 冷却箱内部俯瞰（誘電体なし）

冷却箱の各部設計図面は付録4に示す。

付録4の設計図面に従って作成されたアルミニウム板をM4のネジを使用して組み立てた。

### 3.2.2 送信機・受信機

電波反射を観測するにあたり信号発生器で435MHz電波を生成し同軸管内に伝搬させる送信機、そして誘電体充填同軸管からの電波反射を受信し零位法による波形合成を行ったうえで測定装置に取り込む受信機の二つが必要となる。送信機にはRohde & Schwarz製信号発生器SMF-100Aを使用し、受信機は435MHz電波に対応した高周波回路部品を組み合わせ製作した(図39)。

受信機は波形の結合を行う結合器 (Power Splitter :ZMSC-2) を分配と結合で二つ使用し、同軸管内の参照波と反射波を分離するサーキュレータ (Circulator :mtcB115FFF) 、印加電圧により振幅を変化させる可変減衰器 (ZX73-2500-s) 三つと位相を変化させる可変移相器 (PS450BW90 一つ, JSPHS-446 二つ) 三つを組み合わせることで零位法測定を実現している。この際可変減衰器と移相器を通過してきた波形は最小でも-10dB程度の減衰が発生する。これに対し反射波の減衰量を一致させるため、サーキュレータから同軸管の間に-6dB固定減衰器 (ATT-106) を導入し、これによる電波の減衰は往復で-12dBという計算である。この振幅に対してであれば可変減衰器による振幅値を一致させることは可能となる。

また測定上の信号増幅にアンプ (Maki Denki 26.085dB Amp with 435MHz BPF) を二つ、信号を複数の測定器で図るため方向性結合器 (Directional Coupler ZFDC-10-2-S) 二つで信号を分配、測定器側からアンプに電波反射が起きないようにサーキュレータの一端に終端抵抗器を取り付け、残りの二端子で電波を一方通行とした素子を使用することで解決した。



図39 受信機

また送信機と受信機の接続は図40の送受信回路接続図概略に表す。受信機の内部回路の詳細図は付録5受信機内部回路図に記載する。

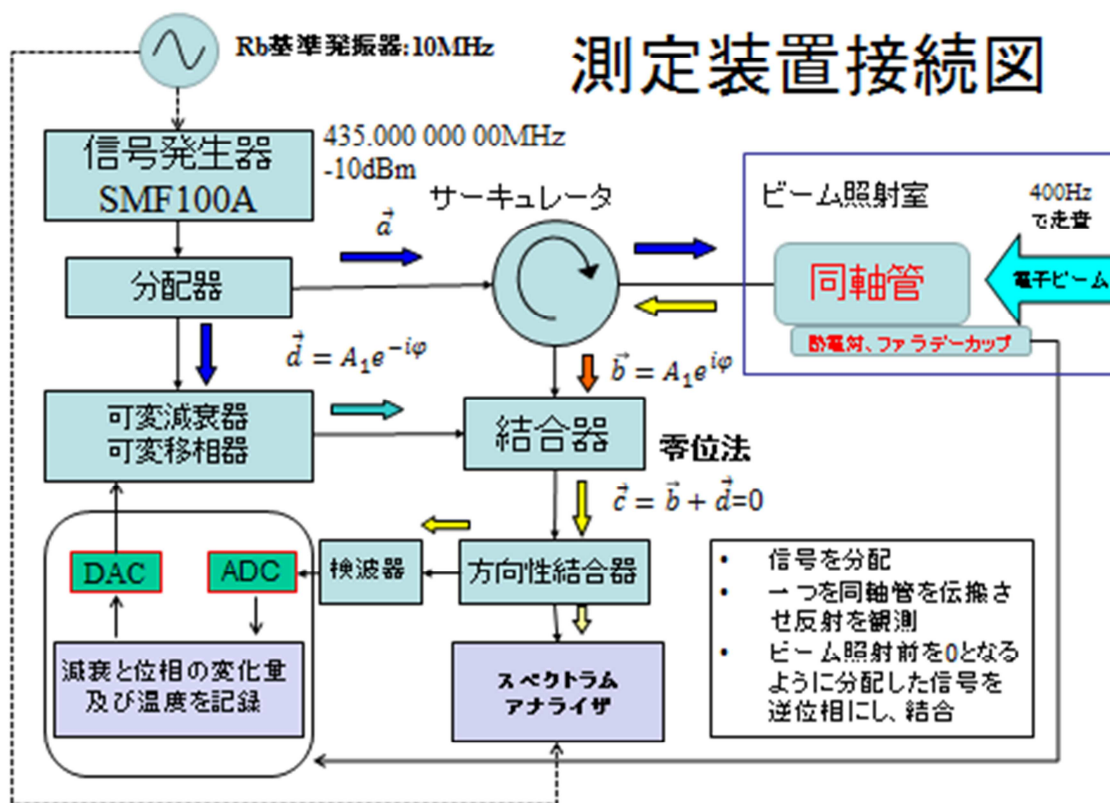


図40 送受信回路接続図概略

### 3.2.3 零位法受信回路のための負帰還回路機構の構築

零位法を実現するにあたり受信回路では電子ビーム照射前の受信波形に対して振幅が等しく位相が負となる波形を合成する必要がある。この波形は送信機の信号を分配し可変減衰器と可変移相器を用いて作り出さなければならない。

岩塩充填矩形導波管での実験を行っていた時点では、これらはそれぞれ3つの減衰器と移相器を手動で調節しながら零位に近づけるという方法を取っていた。この方法では調節に時間がかかる上に調節後の零位の値も安定せず、零位法の精度そのものが悪いという点が指摘されていた。

したがって電子ビーム照射前より測定されている電波反射を観測しながら、その数値をより減少させるよう自動的に 測定・演算・制御 を繰り返す測定系とプログラムを構築し、零位調整の高速化を図ると共に零位の精度を上げる取り組みを行った。

これはNational Instruments社のビジュアルプログラミング言語LabVIEW (Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench) とLabVIEWに対応したデータ収録と制御のハードウェアを組み合わせることで実現した。検波器により電波反射を電圧値に変換し、LabVIEWのブロックダイアグラム上で電圧を測定。測定した電圧値を比較しながら減衰器及び移相器印加電圧を変化させ、常に測定電圧値が減少するように零位追跡を条件付けた繰り返し制御として行わせた (図41)。

LabVIEWでは制御を行うプログラミング部をブロックダイアグラムと呼び、ブロックダ



イアグラムで設定した電圧等の数値表示・ブロックダイアグラム内のスイッチングなどを行う画面をフロントパネルと呼んでいる。通常ブロックダイアグラム内でプログラムを構築し、実行後はフロントパネルの表示を観察しながらフロントパネル上からスイッチなどの制御を行う。フロントパネル上のスイッチはブロックダイアグラム内での条件分岐などをプログラムの実行中に制御したいときに使用するものである。

零調整のための減衰器、移相器印加電圧制御ループはLabVIEWのフロントパネル上（図42）でスイッチを設定し、このスイッチにより電子ビーム照射中は零位追跡を停止し、ビーム照射を行う前には始動するというを容易に実現できるようになった（図42右ループと記載）。

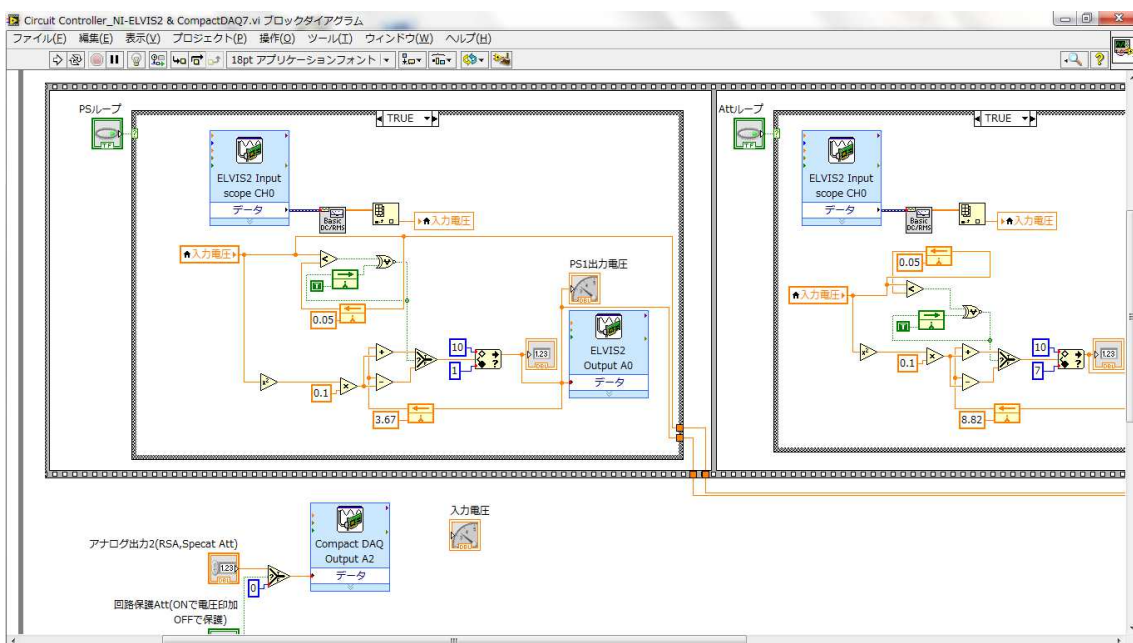


図41 LabVIEWによる零位追跡プログラム 移相器制御部ブロックダイアグラム

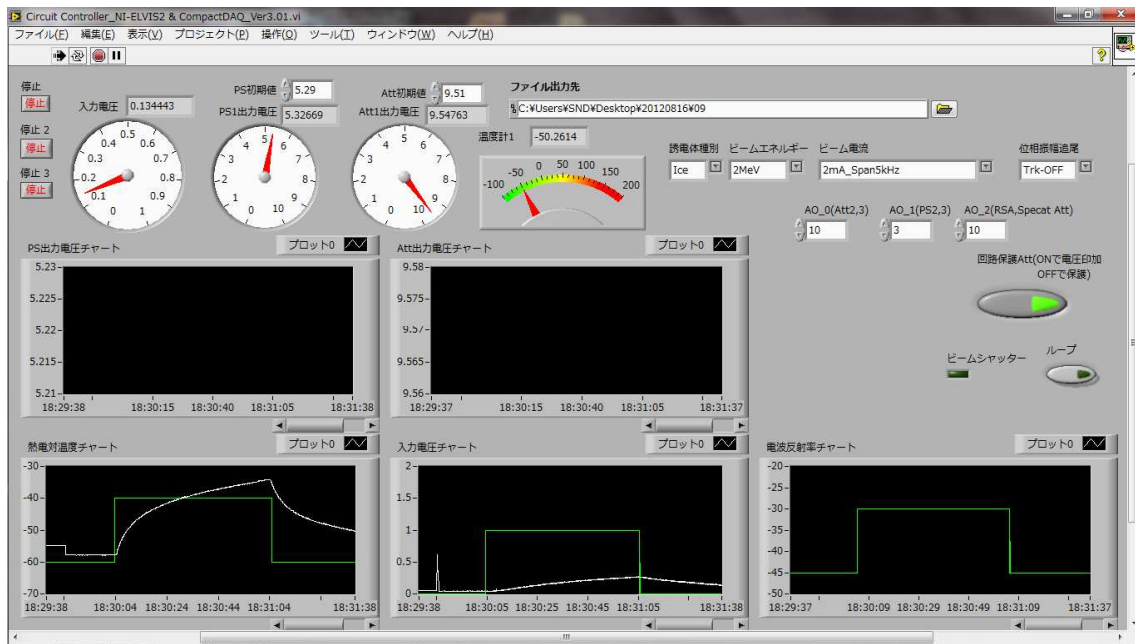


図42 LabVIEWによる零位追跡プログラム フロントパネル

LabVIEWによる零位追跡プログラムブロックダイアグラムの全容は付録5にて記載した。ここでブロックダイアグラムの各部位における働きを解説する。

図43,45はこの測定器制御システムの構築に当たり最も重要な目的である零位を自動追跡するプログラム部である。上部にTRUEと記述された枠内はケースストラクチャと呼ばれ、内部のサブダイアグラムを左下に接続した緑の線からTRUE or FALSEのブール代数を読み取ることで、ストラクチャの内部をそれぞれTRUE (図43, 44) とFALSE (図45, 46) の働きを行わせる。

この条件判定を行う理由としては、電波反射率測定において零位法を用いて反射信号を零に近づけるのは電子ビーム照射直前までであるため、電子ビーム照射時は零位の追跡を停止する必要がある。これにより電子ビーム照射前の反射を限りなく小さくしたうえで、ビーム照射中の電波反射率の変化を微小なレベルからでも観測できるようになる。

一方、ビーム照射中も零位追跡を行う事により常に反射電波の逆位相波形を受信機が合成し続けるという事も可能となった。これはその逆位相波形を作成するにあたりプログラムにより減衰器と移相器への印加電圧を変化させているため、これら装置の印加電圧と振幅・位相特性を照合することによりビーム照射中の電波反射の振幅及び位相を算出できるようになった。

故にビーム照射実験において、零位法を用いた電波反射をスペクトラムアナライザ (Tektronix Real-Time Spectrum Analyzer :RSA3303B) によって振幅の記録を行う場合はビーム照射前までをTRUE状態に、照射準備完了後にFALSEにして測定を行う。また振幅と位相を装置の印加電圧から計算する目的の実験時にはTRUE状態のままビーム照射を行う事でそれを可能とした。このTRUE, FALSEはフロントパネル上のスイッチによって計測者が制御する。

このRSA3303Bはリアルタイムでの周波数解析を可能とし、従来型のスペクトラムアナライザと比べ高速でデータ解析と記録が行える。また、記録はI/Qデータ（正弦波の振幅および位相の変化）と時間  $t$  を用いた規格である.iqtファイル形式で保存される。このデータはTime-domainで高速にデータが記録でき、また記録されたデータを高速フーリエ変換 (FFT) することでFrequency-domainでの解析を行うこともできる。この際、.iqtファイルのテキスト形式 (.txt, .csv形式) 変換及びFFTを行うソフトウェアとして、TektronixのRead IQTを利用した。

ケースストラクチャ内部は、TRUEの時に入力される検波器の出力電圧をループの前段と比較を行い減衰器及び移相器の印加電圧の増減をする。前段が電圧増で入力が大となったのであれば電圧を減とし、入力が小となったのであれば同様に電圧を増とする。このように常に検波器が出力する反射電波の電圧が減少するよう判定とループを行い零位に近づける。この際、印加電圧の制御幅は検波器出力電圧に対し式(9)となるような  $y$  の値だけを増減させる幅とする。

$$y = 0.1 \times x^2 \quad (9)$$

これにより検波器電圧が大きく零位よりも遠い時は大きな変化量により素早く零に近づき、また零位付近では電圧が微小に変化することでより精密に零位を探索することが出来る。

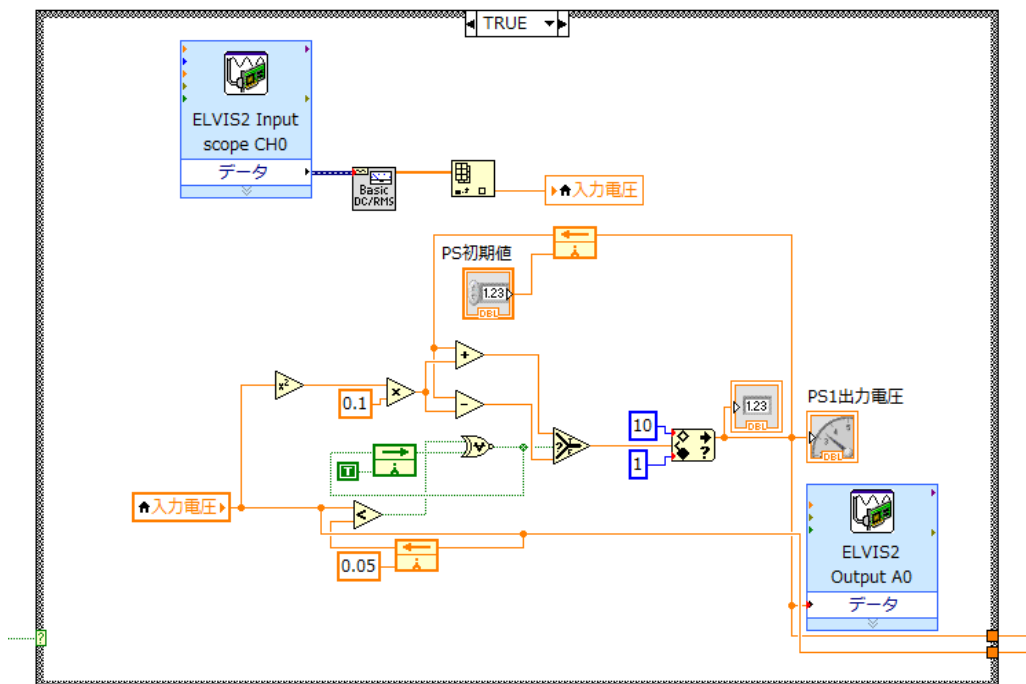


図43 零位追跡ケースストラクチャ

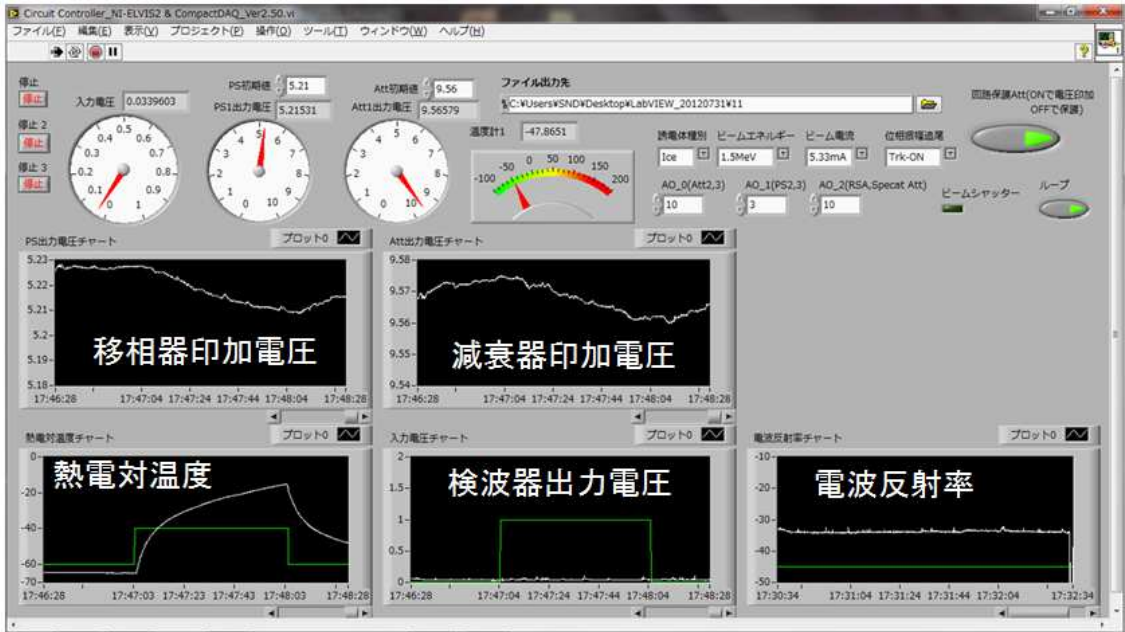


図44 零位追跡によるビーム照射中位相追尾時のフロントパネル

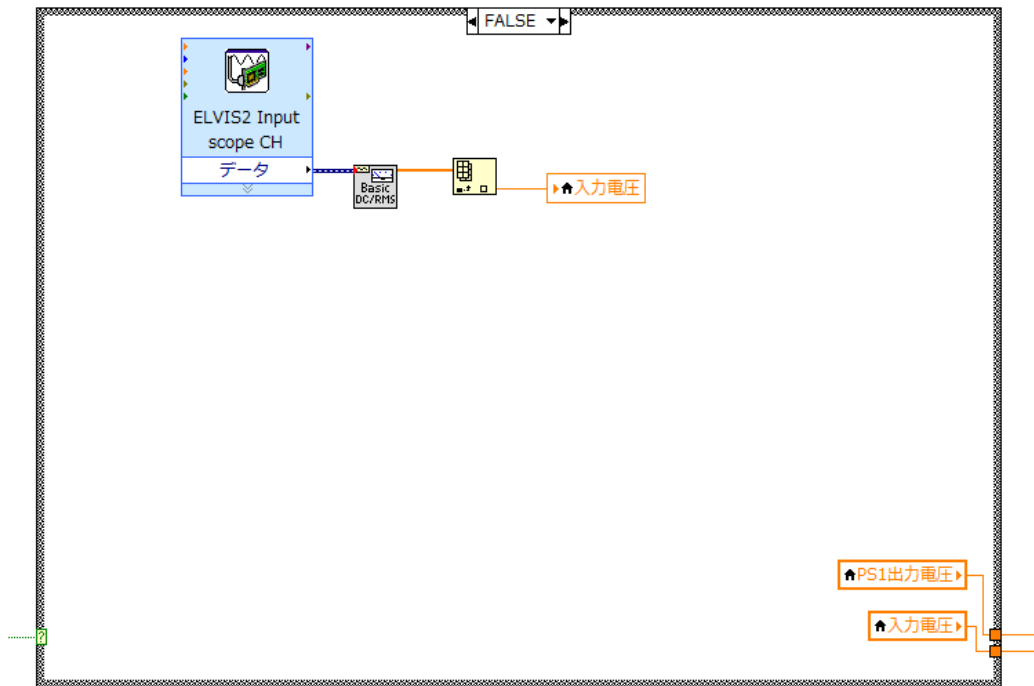


図45 電波反射測定ケースストラクチャ

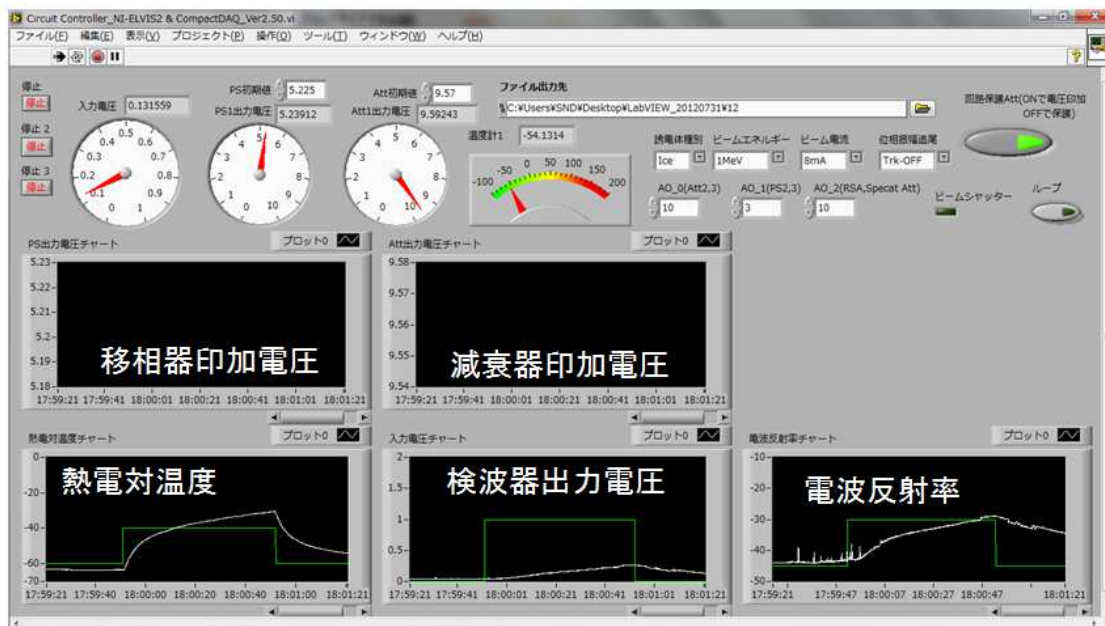


図46 電波反射測定時のビーム照射中フロントパネル

LabVIEWブロックダイアグラムではこれらTRUE,FALSEのケースストラクチャを減衰器と移相器の制御用に使用する二つを作成し、フラットシーケンスストラクチャとよばれるストラクチャ内部を順番に作動させるものを使用し連結した。測定と零位追跡のプログラムはその全体をWhileループで囲み高速で演算と制御を繰り返しながら、測定値を.csvファイルに記述させている。

.csvファイルは、測定開始時刻をコンピュータ上から取得、時間文字列をファイル名に使用できるようにスラッシュとセミコロンをハイフンに変換し、実験ごとに設定した被照射誘電体種別、照射ビームエネルギー、ビーム電流、零位追跡のON-OFFに関し、それぞれファイル名を見れば把握が可能であるよう記述させる構成にした（図47）。

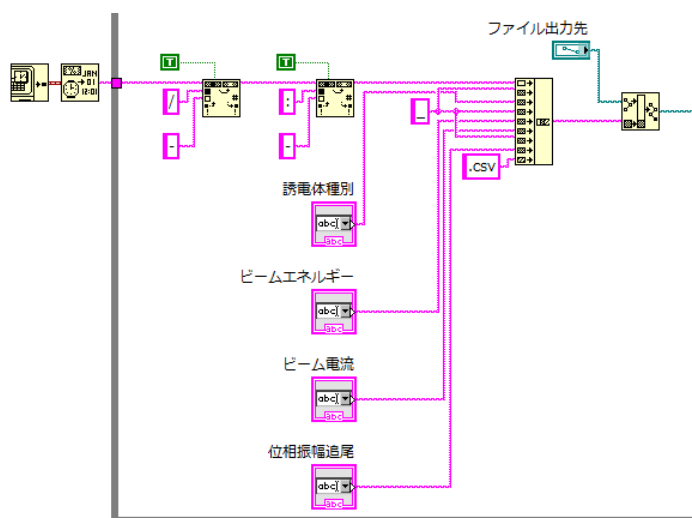


図47 ファイル名自動生成ダイアグラム

測定を行うメインプログラム部分にあたる上述図43-47部分とは別に、アルメルクロメル熱電対の電位を観測し温度情報として記録するダイアグラムを作成する。

メインプログラムと分ける理由はプログラム中の実行速度がアナログ入力デバイスの読み込み速度に依存してしまうからで、測定のメインプログラム内部では検波器から得られる電波反射を電圧値に変換したものを取り込むのに30[ms]、それがシーケンスストラクチャによる2回の取り込みとその他の処理により毎秒10回弱で測定を行う事が出来る。しかし熱電対電位を読み込みアルメルクロメル熱電対として温度に変換し出力する機能は1ループに300[ms]ほどを必要とし、メインのWhileループ内部で使用するとそれだけの待機時間を全ての処理に与えてしまうことがわかった。

よってこれをループの外部で別処理として記録を行い、その数値だけを入出力の電圧値の記録時に読み出し記録を行うこととした。記録データに対し入出力電圧値が記録されるタイミングで温度変化が読みだされるため、数回にわたって記録された同様の値が記述されてしまうものの、時間軸を統一したまま同時測定同時記録をしつつ高速度でそれらを行うことを可能とした(図48)。

また、ビーム照射開始タイミングを後日把握できるようにビームシャッターの開閉時のスイッチングをデジタル入力からブール代数として取り込むことも同時に行った(図43)。

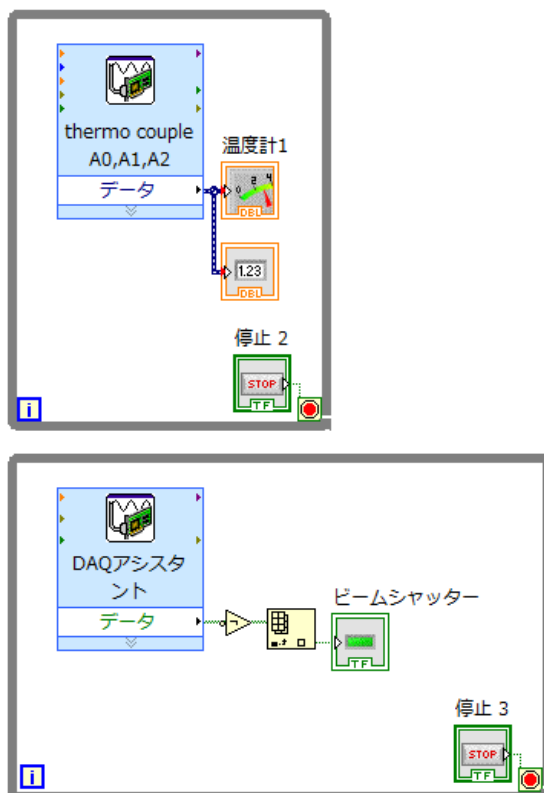


図48 温度測定及びビーム照射タイミング記録ダイアグラム

そして図41のように測定中に画面上で経過を観測できるようチャートやメータ、バーな

どで数値を視覚化して表示するプログラムもメインループ内部に構築し、ユーザインターフェイスを考慮したプログラムを描画することを実現した（図49）。これはヴィジュアルプログラミング言語であるLabVIEWの特性と相まって、利用者や他の研究者が改良を行う場合において全容と問題を把握しやすいという利点を最大限有効活用できたと考える。

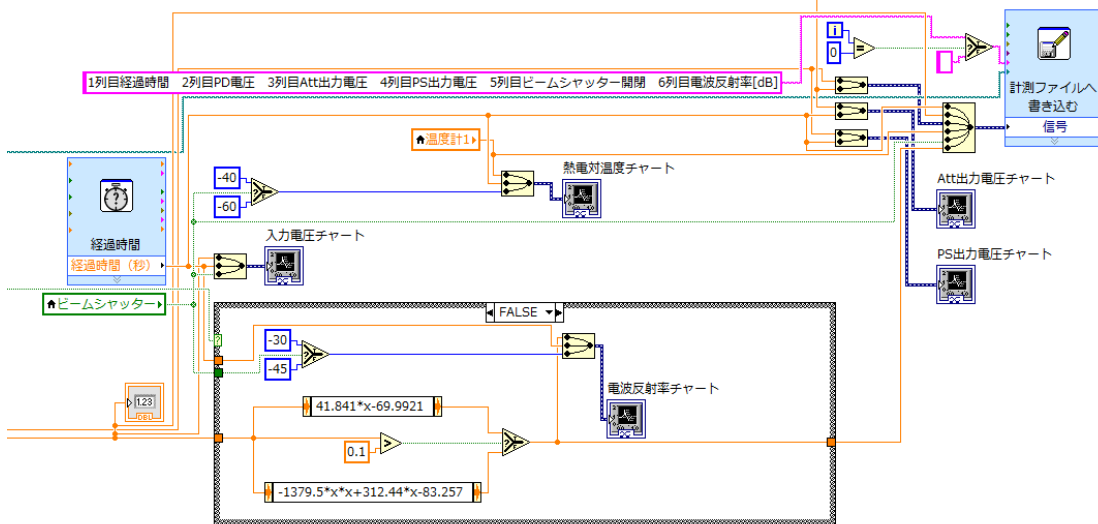


図49 計測ファイル作成およびフロントパネル表示部

これらLabVIEWプログラムのフロントパネルの全体図は、付録6に添付した。

### 3.3 実験結果

図50 は岩塩充填同軸管に2MeV, 2mA電子ビームを60秒間照射した結果である。

横軸時間に対し、縦軸に電波反射率 $\Gamma$ と温度上昇二乗 $\Delta T^2$ をプロットした。

温度計測に関しビーム照射直後に僅かに乱れがあるが、それ以降は安定して記録が出来ていると考えられる。

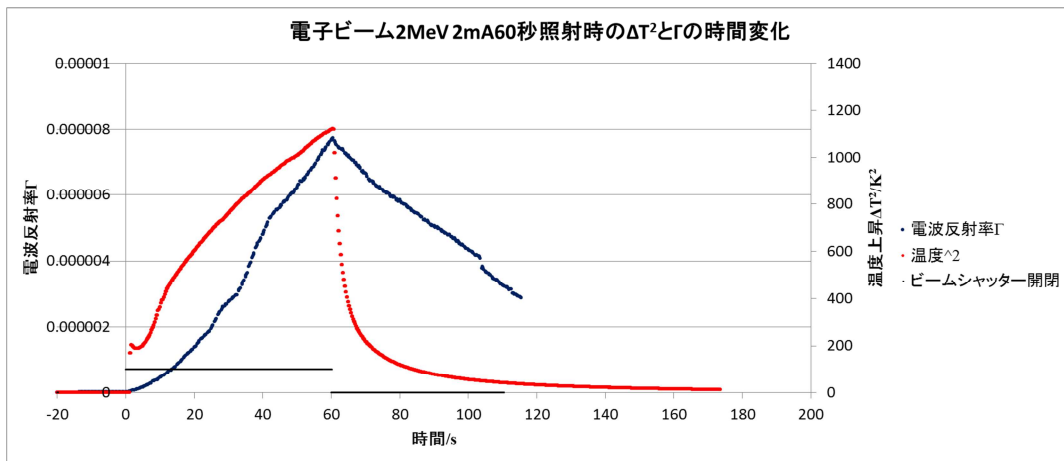


図50 岩塩充填同軸管2MeV, 2mA 電子ビーム照射結果

図51 は氷充填同軸管に2MeV, 2mA電子ビームを60秒間照射した結果である。  
 岩塩と同様に横軸時間に対し、縦軸に電波反射率 $\Gamma$ と温度上昇二乗 $\Delta T^2$ をプロットした。

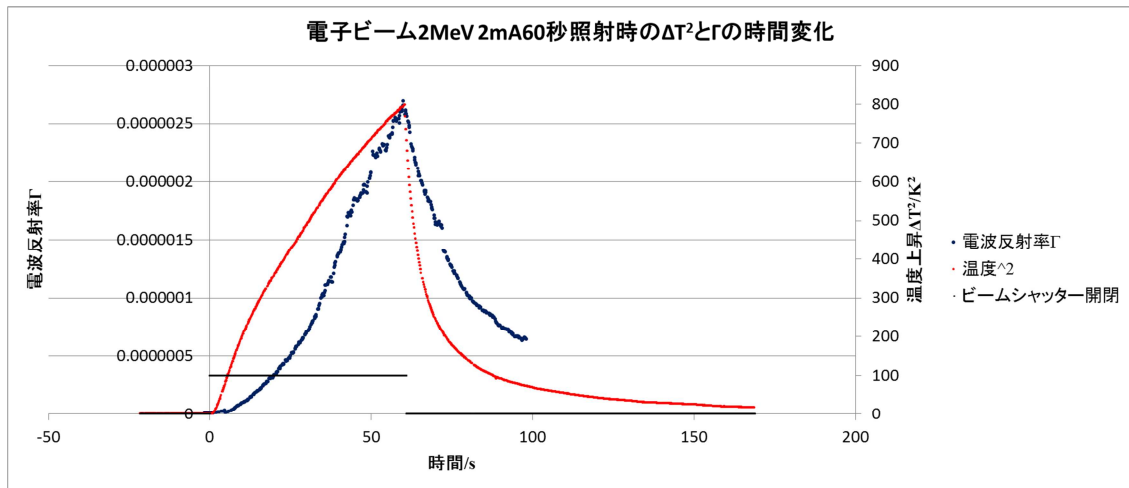


図51 氷充填同軸管2MeV, 2mA 電子ビーム照射結果

岩塩、氷ともに温度と電波反射率のどちらもビーム照射開始60秒後でピークとなり、ビーム照射が停止されてから数値が減少を始めている。

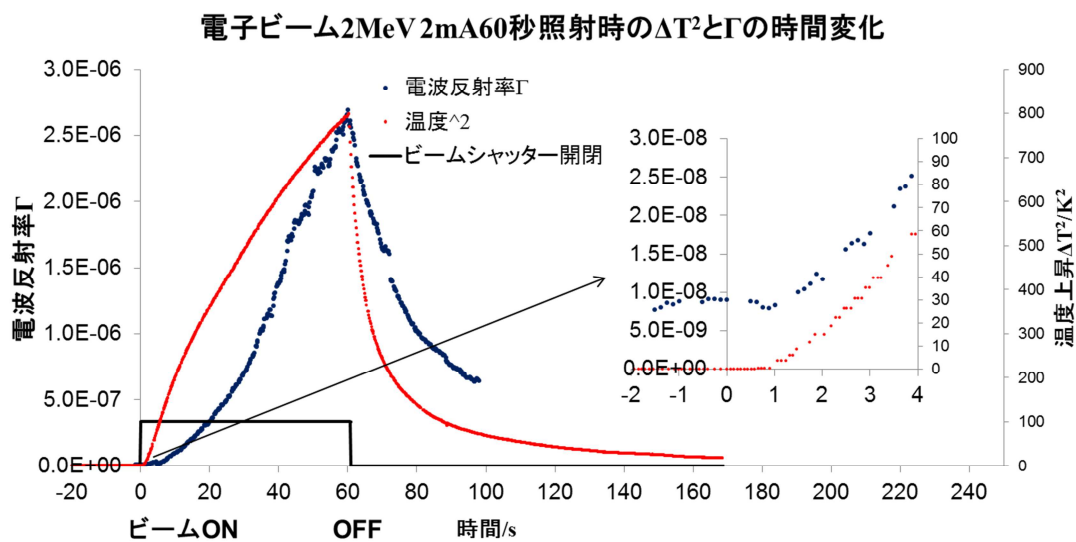


図52 図51における照射開始直後の拡大図

図52は図51の照射開始直後の温度上昇と電波反射率の測定値をグラフ上で確認しやすいように拡大して表示させたものである。これによりビームシャッター開の信号を基準とした0秒から約1秒程度遅れた後、温度と電波反射率がそれぞれ上昇していることが確認できる。



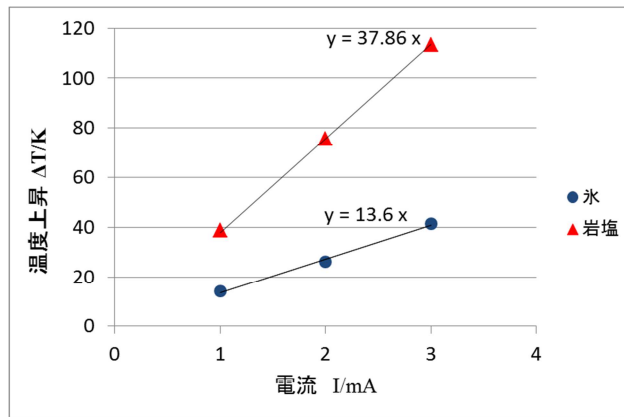


図53 岩塩及び氷充填同軸管電子ビーム60秒照射時のビーム電流と温度上昇

図53に岩塩及び氷充填同軸管に対し電子ビームを60秒間照射した結果についてビーム電流を変化させて記録した場合を示す。このように図53ではビーム電流  $I$  に対してそれぞれの誘電体温度の上昇が比例していることがわかる。

### 3.3.1 電波反射率の温度依存性とフレネルの反射の法則

電波反射率  $\Gamma$  はフレネルの反射の法則から、屈折率  $n_1$  と  $n_2$  の物質の境界で以下のように導くことが出来る。

$$\Gamma = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2} \quad (10)$$

屈折率を誘電率に書き直し、2章で得られたような誘電率の温度依存性を基に  $\varepsilon_2$  と  $\varepsilon_1$  を温度差  $\Delta T$  を用いて表すと以下のように記述する事が出来る。

$$\Gamma = \frac{(\sqrt{\varepsilon_2} - \sqrt{\varepsilon_1})^2}{(\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\varepsilon_1})^2} \propto \Delta T^2 \propto I^2 \quad (11)$$

これは誘電率が温度による変化量が非常に微小であるためこのように近似できるものがあるが、この近似値を用いて測定温度から理論的な電波反射率を算出したものをプロットしたのが図48である。この図では測定した岩塩及び氷の電子ビーム60秒照射時点での温度上昇の二乗と電波反射率  $\Gamma$  を比較している。

測定結果として得られた電波反射率は測定温度とフレネルの理論式から導いた電波反射率よりも小さい結果として現れた。

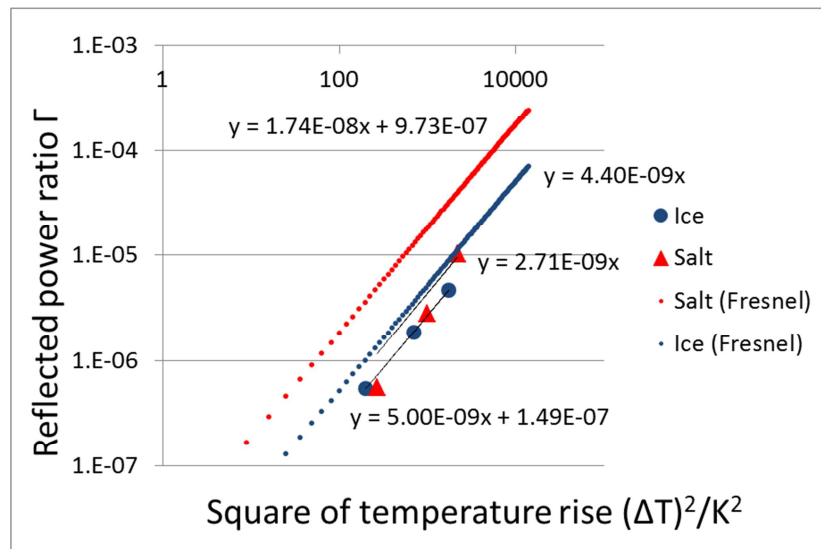


図54 岩塩・氷充填同軸管電子ビーム60秒照射結果と理論値の比較

### 3.3.2 電波反射率の電子ビーム加速電圧と照射電流の関係

照射電子ビームの加速電圧と照射電流を変化させて実験を行った。図55,56は氷充填同軸管においてビームの電圧電流を変化させたときの相関である。なお、2MeV, 4mAでの実験は記録温度-12℃付近で劇的に反射が変化したためその数値は除いてある。これは熱電対が開放端から深さ2mmの誘電体中に埋設されているおり、そのため開放端面では電子ビームにより氷が融解を始めている可能性があること。そして氷から水に変化する相転移温度近辺では誘電率が大幅に変わる氷の特性が影響したものと考えられる。

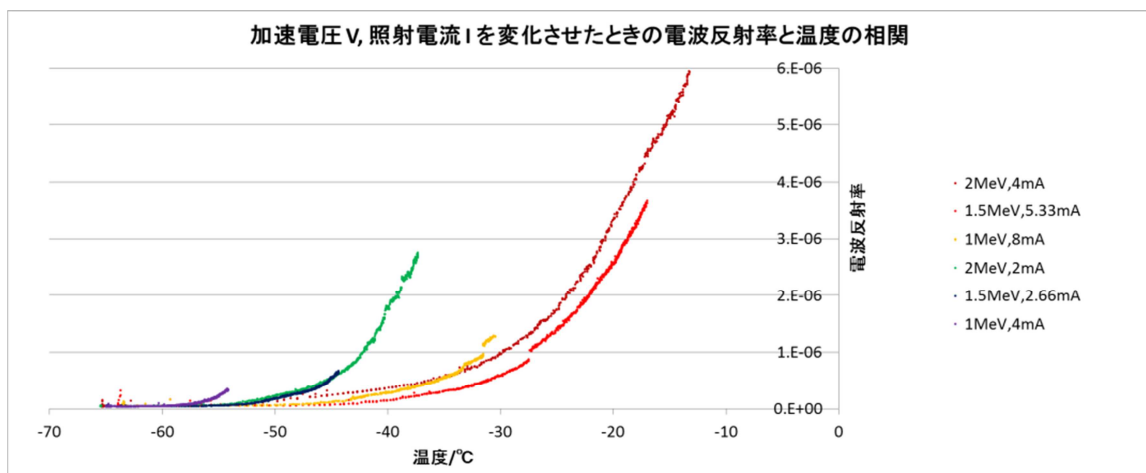


図55 氷充填同軸管加速電子電圧電流変化時のビーム60秒間照射結果

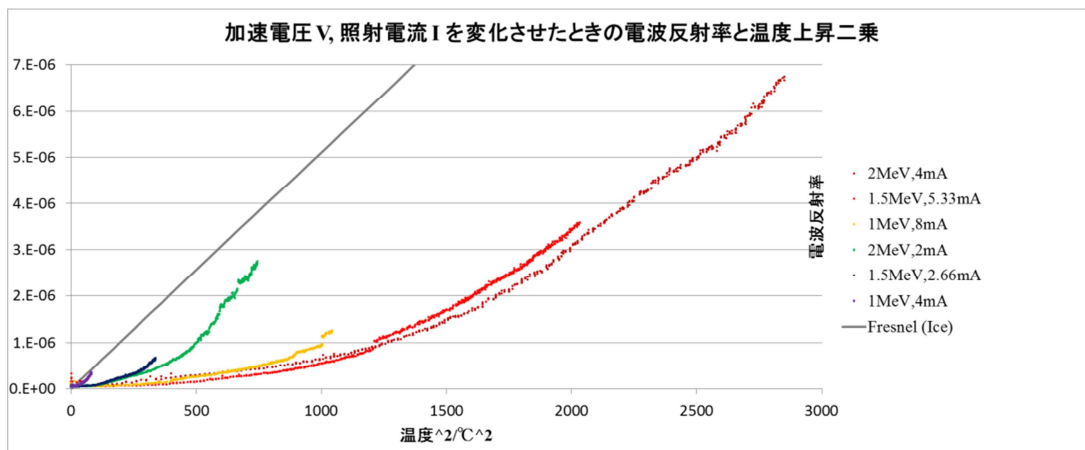


図56 氷充填同軸管温度上昇と電波反射率のフレネルの理論値との比較

### 3.3.3 零位追尾法を用いた振幅及び位相測定結果

電子ビーム照射中も零位を探索するプログラムを稼働し続けることにより、電子ビーム照射によって生じた温度変化による電波反射の変化は零位法によって受信機内部で打ち消され、測定装置には照射前と変わらずほぼ零の電波反射が記録され続ける。一方で電波反射の振幅と位相は電子ビーム照射によって変化しているため、それを打ち消す形で減衰器及び移相器が制御されていることになる。この減衰器移相器印加電圧を記録することにより、電子ビーム照射前中後の反射電波振幅及び位相の変化を測定する事が出来る。

以下に零位追尾法を用いた振幅・位相測定の結果を示す。

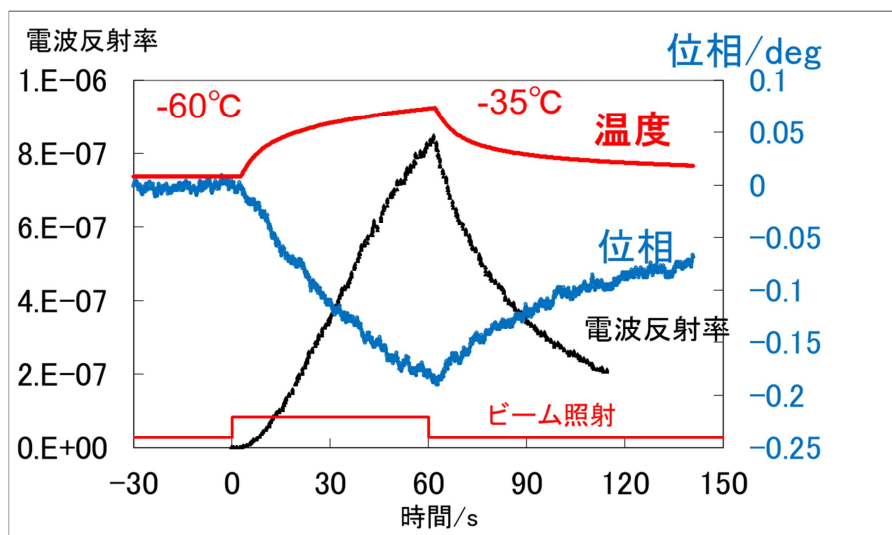


図57 岩塩充填同軸管温度上昇と反射電波位相変化量

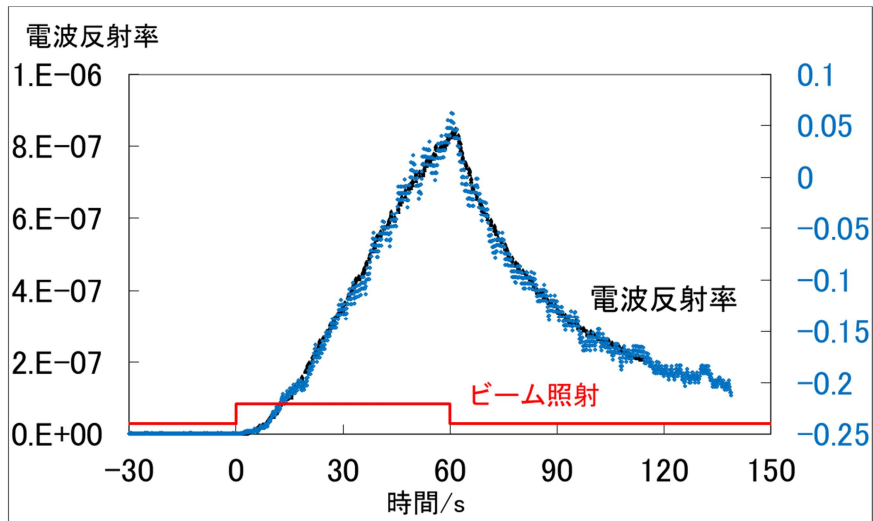


図58 岩塩充填同軸管反射電波率の測定値比較

図57は岩塩充填同軸管において温度上昇と反射電波位相の変化量を比較したものである。電子ビームによる温度上昇に伴い位相は減少している。同軸管開放端面で全反射していた同軸管内伝搬電波が開放端から近い場所から誘電体温度上昇による反射が起き始めているものとする。温度差が大きくなり反射率が上昇するのみならず、その反射距離が時間と共に受信機側に近づく温度変化境界面の移動が観測された。

図58では測定された位相を基に電波反射率を算出した理論値、同様の環境下で行った反射率測定実験の結果、熱電対による温度上昇の記録からフレネルの式に基づいて計算したモデル値を比較したものである。電波反射率測定と位相測定結果はよく一致していることが確認できるが、一方測定温度から算出した数値は反射率測定結果よりも小さくなった。これは開放端同軸管端面から2 mmの位置に埋設した熱電対の測定温度のみで計算を行ったためである。これはその境界面で温度がビーム照射前温度と測定温度だけ異なると理想化した状況であり、上記位相測定結果と反射電波測定結果との一致が見られていることから、電波反射率には反射位置からくる位相のずれの要素が大きいことが示された。

これら実験結果のうち、2011年9月までに得られたものを使用してORIGIN OF MATTER AND EVOLUTION OF GALAXIES 2011でポスターによる発表を行った[34]。その際のProceedingsを付録として付録7に添付する。

## 4 まとめ

従来までの SND 実験では岩塩を主な検出媒質として実験を重ね、電波減衰長の測定やレーダーアンテナの開発をしてきた。また本研究の前身である岩塩充填矩形導波管電子ビーム照射実験ではフレネルの反射法則に基づく岩塩温度上昇と電波反射率の相関が得られていた。しかしながら岩塩充填矩形導波管ではビーム照射面積の大きさから電波反射率に対するエネルギー分解能が悪く、また電波の進行方向に対して側面から電子ビームを照射し温度を上昇させていたため温度変化の境界面での垂直な反射は観測できていなかった。

これに対し、本研究で設計製作した誘電体充填同軸管は誘電体の開放端面に対して垂直に電子ビームを照射できることにより1次元的な電波の進行波と反射波として考察することが可能となった。また同軸管の直径が小さいため、電子ビーム照射面積が小さくなり1秒当たりの照射エネルギーが小さくなった。後述の高速応答性能の強化と合わせてエネルギー検出効率を大幅に改善した。

氷を固体のまま電子ビーム照射実験を行ったことにより、水中でもレーダー法による超高エネルギーニュートリノ検出が可能であることが証明できた。また結果からは氷は岩塩に対して比熱が大きく温度上昇が小さいことと、温度上昇に対する誘電率上昇の傾きも小さいため岩塩よりもエネルギー検出効率の面では劣っている。しかし電波減衰長が氷の方が長いこと、岩塩鉱よりも南極氷床の方が巨大体積を利用できることなど有利な点もある。

このことより岩塩・氷のみならず他の温度変化に対して誘電率変化が現れる全ての誘電体に対して応用が可能であるといえる。

## 謝辞

本研究は実に多くの方々の協力と助成があり、また時には大変御迷惑をお掛けしたりもしてきました。お世話になった方々へこの場をお借りして御礼申し上げます。

指導教員の千葉雅美助教授、上條敏生教授には SND 研究グループ配属以来研究についてばかりでなく様々な面で御指導や御助力、御鞭撻を頂きました。同研究グループとして矢吹文昭先生、内海倫明先生には電子ビーム照射実験の際共同で作業にあたって頂きました。成蹊大学の近匡先生、近重悠一先生、清水先生には成蹊大学 SND グループの研究として岩塩及び氷の電波減衰長特性の調査などを監修して下さい、成蹊大学での研究報告や論文を多々参考にさせて頂きました。

また首都大学東京理工学研究科物理学専攻高エネルギー実験研究室の皆様方、汲田哲郎助教授、浜津良輔客員准教授、角野秀一准教授には研究についてのアイデアや解析について細かなところまで御助言を頂きました。住吉孝行教授には、研究・実験・解析について多くの御指導や御助力を頂きました。心から感謝致します。成蹊大学数理解析研究室の皆様、お世話になっている業者の方々にもお礼申し上げます。ここに挙げた方々の他にも、本研究でお世話になった全ての皆様に感謝とお礼を申し上げます。

## 参考文献

- [1] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748; G.T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red. 4 (1966) 114 (Sov. Phys. JETP Lett. 4 (1966) 78).
- [2] レーダー法による超高エネルギーニュートリノ検出のための岩塩の電波減衰長の測定, 荒川葉子 首都大学東京大学院理工学研究科修士論文 (2010/2/9)
- [3] 岩塩超高エネルギーニュートリノ検出器におけるアンテナ特性と検出効率, 中村 俊介 首都大学東京大学院理工学研究科修士論文(2008/1/20)
- [4] 岩塩超高エネルギーニュートリノ検出実験用アンテナの考察, 柴崎祐治 首都大学東京大学院理工学研究科修士論文 (2006)
- [5] High-energy cosmic rays. Thomas K. Gaisser, Todor Stanev Nuclear Physics A 777 (2006) 98–110
- [6] M. Nagano, et al., J. Phys. G 10 (1984) 1295.
- [7] M. Nagano, et al., J. Phys. G 18 (1992) 423.
- [8] M. Takeda, et al., Astropart. Phys. 19 (2003) 447.
- [9] R.U. Abassi, et al., Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 151101.
- [10] Kenji Shinozaki Max-Planck-Institut für Physics, Foringer Ring 6, 80805 Munich, Germany for AGASA Collaboration\* Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 151 (2006)
- [11] The Pierre Auger Observatory I: The Cosmic Ray Energy Spectrum and Related Measurements. Contributions to the 32nd International Cosmic Ray Conference, Beijing, China, August 2011. arXiv:1107.4809
- [12] G. A. Askar'yan Soviet Physics JETP 14 441 (1952).
- [13] P.W.Gorham et al, Physical Review D 72,023003 (2005)
- [14] I. Kravchenko, S. Hussain and D. Seckel, D. Besson, E. Fensholt, J. Ralston, and J. Taylor, K. Ratzlaff and R. Young. Updated results from the RICE experiment and future prospects for ultra-high energy neutrino detection at the south pole. Physical Review D 85, 062004 (2012)
- [15] 超高エネルギーニュートリノ検出実験における電磁シャワーからの電波発生の研究, 渡邊勇介 首都大学東京大学院理工学研究科修士論文 (2007)
- [16] 超高エネルギーニュートリノ検出のための摂動空洞共振器による複素誘電率測定, 竹岡義人 成蹊大学工学研究科修士論文(2004)
- [17] UHF帯における試料挿入孔封鎖型摂動共振器を用いた複素誘電率測定法, 天野晶夫 成蹊大学工学研究科修士論文(2006)
- [18] 300MHz試料挿入孔封鎖型摂動共振器の改良とUHF帯における複素誘電率測定, 二宮壮介 成蹊大学工学研究科修士論文(2008)
- [19] Chiba M et al. 2004 Physics of Atomic Nuclei 67 2050.
- [20] Gorham P W et al. 2005 Phys. Rev. D72 023002.
- [21] Saltzberg D et al. 2003 Proc. of SPIE Particle Astrophysics Instrumentation, ed Gorham P W vol 4858 (Bellingham WA: SPIE) p 191.

- [22] Chiba M et al. 2000 Proc. 1st Int. Workshop for Radio Detection of High Energy Particles (RADHEP-2000, UCLA) (AIP Conf. Proc. vol 579) p 204.
- [23] Kamijo T and Chiba M 2002 Memoirs of Faculty of Tech. No.51 vol 2001 (Tokyo Metropolitan University) p 139.
- [24] Chiba M et al. 2002 Proc. of the First NCTS Workshop Astroparticle Physics (Taiwan) (World Scientific Publishing Co. Ltd.) p 99.
- [25] Kamijo T and Chiba M 2003 Proc. of SPIE Particle Astrophysics Instrumentation vol 4858, (Bellingham, WA: SPIE) p 151.
- [26] M.Chiba et al., Nucl. Instrum. and Methods, A662(2012)S222-S225,  
doi:10.1016/j.nima.2010.11.165.
- [27] M.Chiba et al., Nucl. Instrum. and Methods A 604 (2009) S233-S235.
- [28] M.Chiba, et al., Proceedings of the International Workshop, ARENA2005, World Scientific Publishing Co. Ltd., 2006, p.50; Y. Watanabe, et al., Proceedings of the International Workshop, ARENA2005, World Scientific Publishing Co. Ltd., 2006, p.25; Y. Watanabe, et al., Proceedings of the International Symposium on Origin of Matter and Evolution of Galaxies, vol.847, AIP Conference Proceedings 491.
- [29] M. Chiba et al., Proceedings of The 15th international Conference on Supersymmetry and the Unification of fundamental Interactions, Volume I, pp. 850-853, Published by the University of Karlsruhe in collaboration with Tibun EU s.r.o. First Edition, Bruno 2008, ISBN-978-80-7399-268-2. arXiv:0710.418v1 [astro-ph] 23 Oct 2007.
- [30] 橋本 修. 高周波領域における材料定数測定法 森北出版 (2003/08) ISBN-13: 978-4627791619
- [31] 清水 俊之, 三原 義男. マイクロ波工学 東海大学出版会(1967) ISBN-13: 978-4486006923
- [32] Fujita, Shuji; Matsuoka, Takeshi; Ishida, Toshihiro; Matsuoka, Kenichi; Mae, Shinji <http://hdl.handle.net/2115/32469>; Physics of Ice Core Records: 185-212 (2000) A summary of the complex dielectric permittivity of ice in the megahertz range and its applications for radar sounding of polar ice sheets
- [33] JAERI-M 86-005 高崎研1号加速器 (デュアルビーム型, 2MeV, 60kW) の電子線出力特性 日本原子力研究所高崎研究所開発部 金沢 孝夫, 春山 保幸, 宇野 定則, 四本 圭一, 田中 隆一, 鷺野 正光, 吉田 健三
- [34] Tanikawa, Takahiro ORIGIN OF MATTER AND EVOLUTION OF GALAXIES 2011; AIP CONFERENCE PROCEEDINGS 1484; Page 390-393; ISBN 978-0-7354-1096-1



付録1 WX20-D同軸管 設計図面

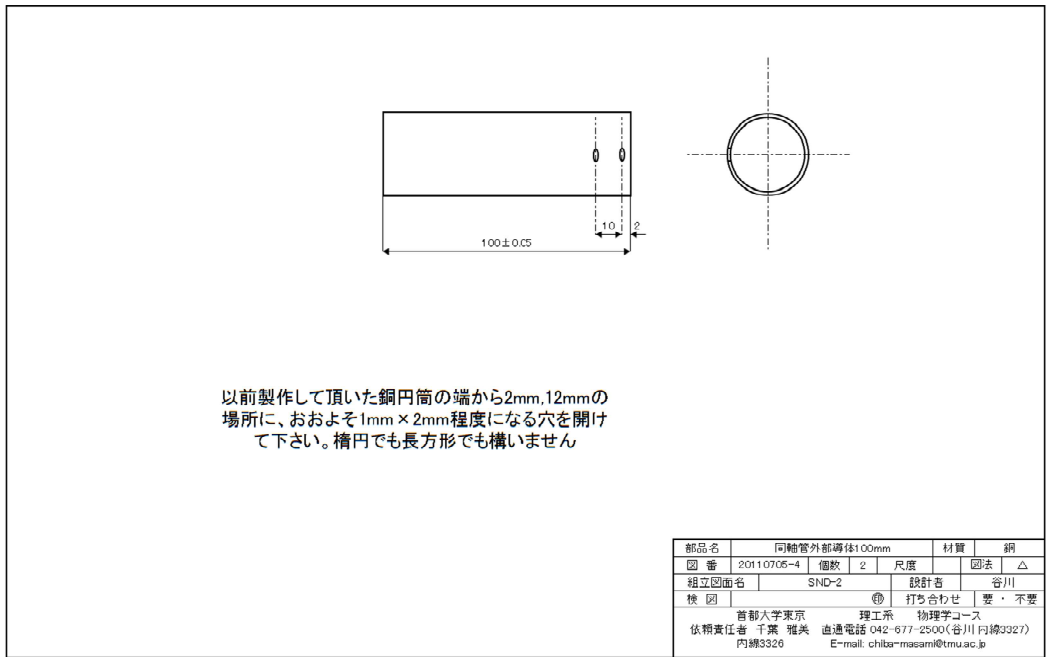


図59 WX-20D規格長さ100mm同軸管外部導体

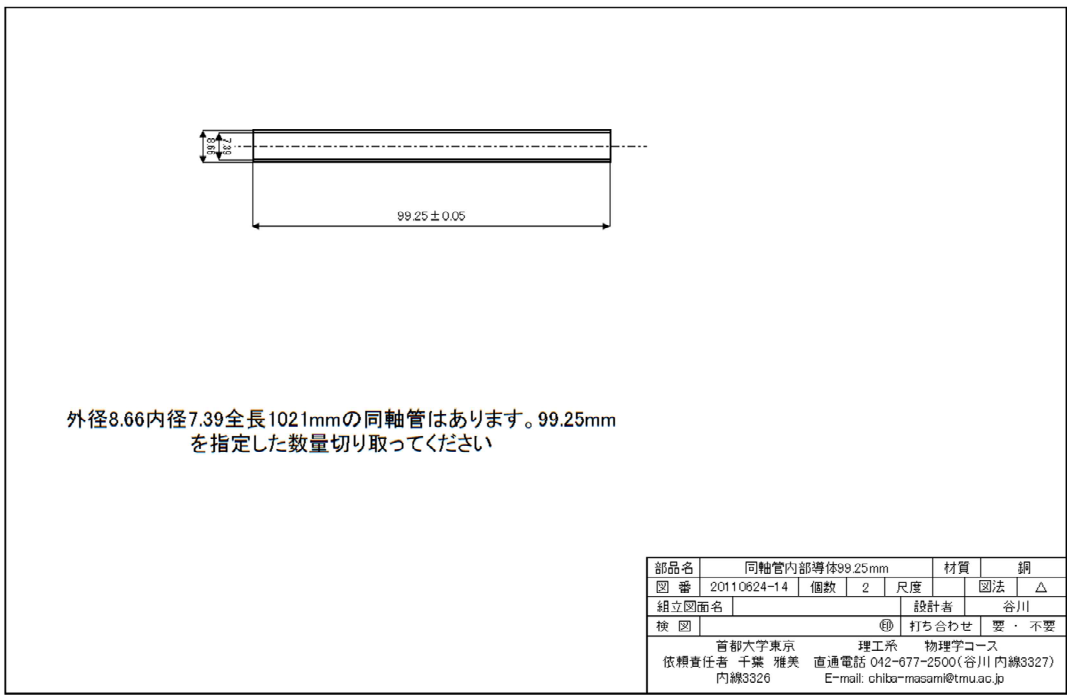


図60 WX-20D規格誘電率測定用長さ99.25mm同軸管 設計図面

付録2 Mathcadプログラム

$$c := 2.99792458 \cdot 10^8$$

$$d := 100 \cdot 10^{-3} \quad d = 0.1$$

$$\epsilon_r := 3.2 - j \cdot 0$$

$$\mu_r := 1 - j \cdot 0$$

$$z_0 := \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

$$z_0 = 376.73 \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3} \cdot \text{A}^{-2}$$

$$z_d := \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}}$$

$$z_d = 0.559$$

$$n := \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}$$

$$n = 1.789$$

$$i := 3..10003$$

Salt :=

salt-100mm\_cal-on\_100-1100M.csv

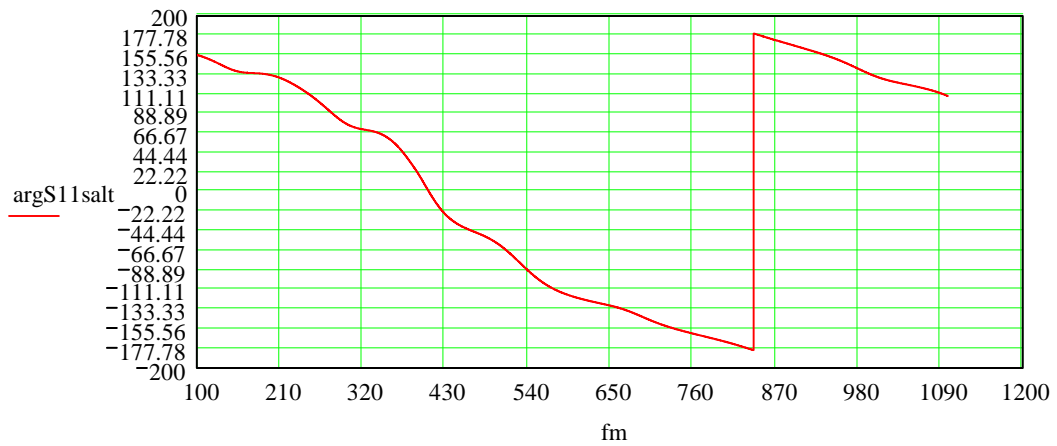
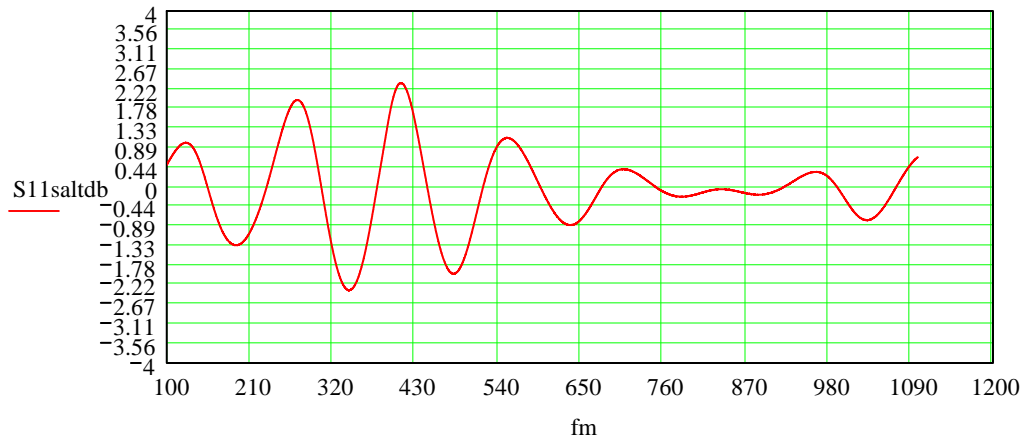
$$f_i := \text{Salt}_{i,0}$$

$$f_m_i := \frac{f_i}{10^6}$$

$$S11\text{salt}b_i := \text{Salt}_{i,1}$$

$$\text{arg}S11\text{salt}_i := \text{Salt}_{i,2}$$

$$S11\text{salt}_i := 10^{\frac{S11\text{salt}b_i}{10}}$$



$$\lambda_i := \frac{c}{f_i} \quad \beta_{0i} := \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_i}$$

$$\text{argS11deg}_i := \text{argS11salt}_i$$

$$\text{argS11}_i := \text{argS11deg}_i \cdot \frac{\pi}{180}$$

$$\Gamma d_i := 1 \cdot (\cos(\text{argS11}_i) + j \cdot \sin(\text{argS11}_i))$$

$$\text{Fs}(z, f, \Gamma d) := \frac{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) - 1}{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) + 1} - \Gamma d$$

$$d = 0.1$$

$$z := 3.5$$

Given

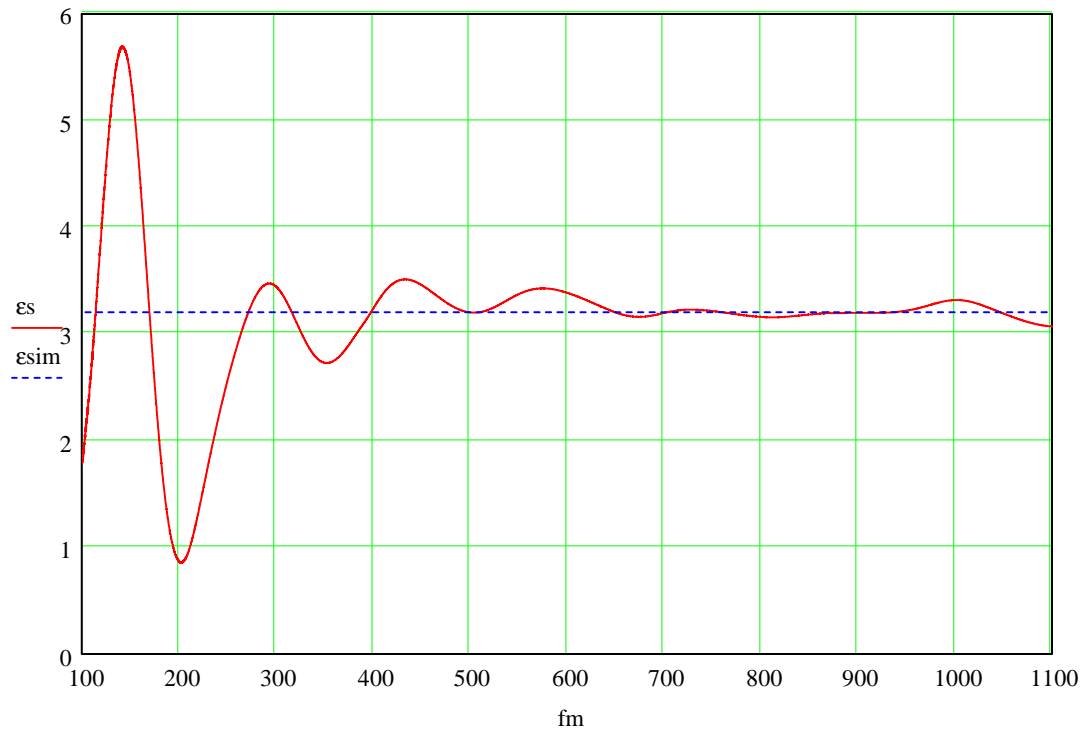
$$F_s(z, f, \Gamma d) = 0$$

$$D(z, f, \Gamma d) := \text{Find}(z)$$

$$i := 3..10003$$

$$\varepsilon_{s_i} := \text{Re}(D(z, f_i, \Gamma d_i))$$

$$\varepsilon_{\text{sim}_i} := 3.204$$



$$k := 400..1400$$

$$f_k := 10^6 \cdot k$$

$$\lambda_k := \frac{c}{f_k}$$

$$\beta_{0k} := \frac{2 \cdot \pi}{\lambda_k}$$

$$\beta_{dk} := \beta_{0k} \cdot \sqrt{\epsilon_r}$$

$$z_d := \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}}$$

$$z_{in_k} := z_d \cdot \tanh(j \cdot \beta_{dk} \cdot d)$$

$$\Gamma_k := \frac{z_{in_k} - 1}{z_{in_k} + 1}$$

$$S_{11_k} := |\Gamma_k|$$

$$\arg S_{11_k} := \arg(\Gamma_k)$$

$$S_{11air_k} := |\Gamma_{air_k}|$$

$$\arg S_{11air_k} := \arg(\Gamma_{air_k})$$

$$c := 2.99792458 \cdot 10^8$$

$$d := 100 \cdot 10^{-3}$$

$$\epsilon_r := 3.02 - j \cdot 3.5 \cdot 10^{-4}$$

$$\mu_r := 1 - j \cdot 0$$

$$z_0 := \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad z_0 = 376.73 \, \Omega$$

$$z_d = 0.575 + 3.334i \times 10^{-5}$$

$$z_{air_k} := j \cdot \tan(\beta_{0k} \cdot d)$$

$$\Gamma_{air_k} := \frac{z_{air_k} - 1}{z_{air_k} + 1}$$

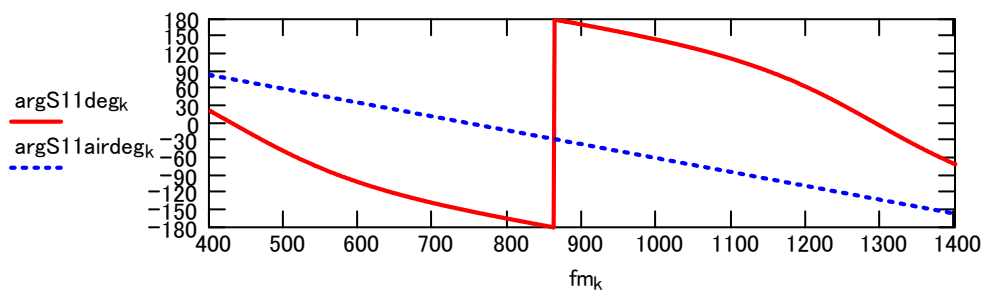
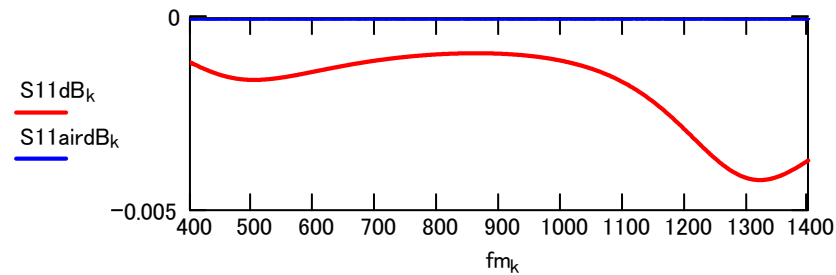
$$S_{11dB_k} := 10 \cdot \log(S_{11_k})$$

$$\arg S_{11deg_k} := \arg S_{11_k} \cdot \frac{180}{\pi}$$

$$f_{m_k} := \frac{f_k}{10^6}$$

$$S_{11airdB_k} := 10 \cdot \log(S_{11air_k})$$

$$\arg S_{11airdeg_k} := \arg S_{11air_k} \cdot \frac{180}{\pi}$$



$$i := 3..10003$$

Ice71 :=

...¥-71Ch1.csv

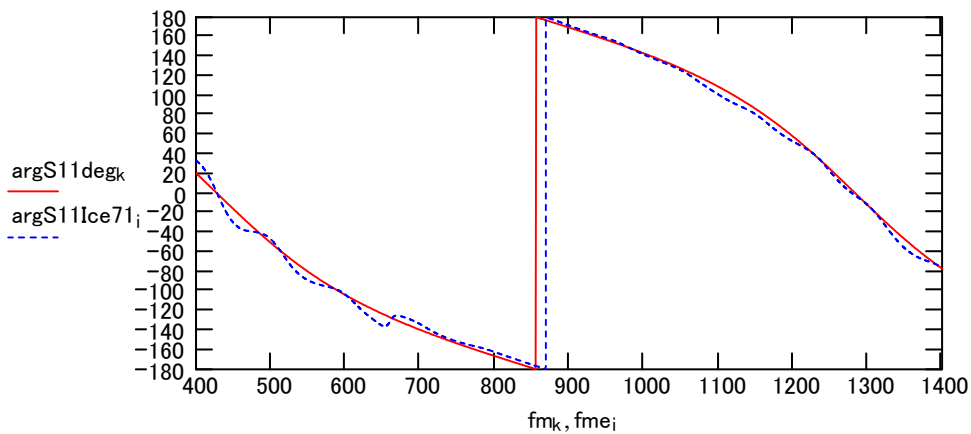
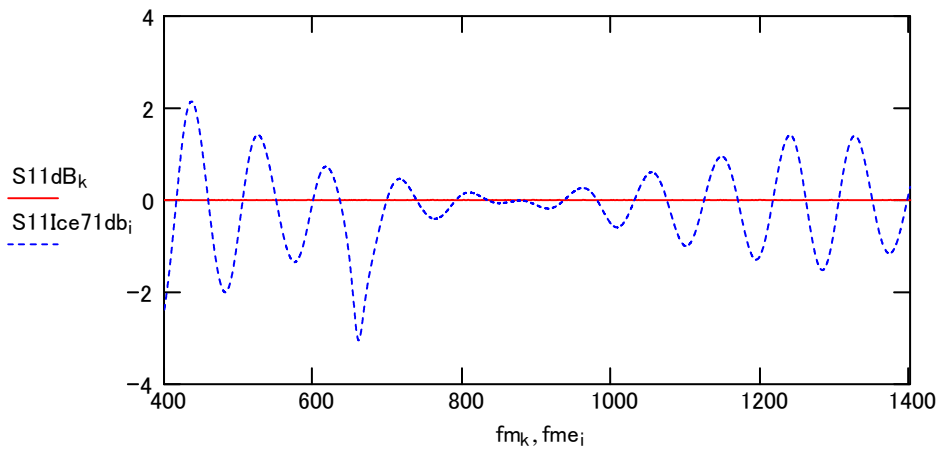
$$f_{i,j} := \text{Ice71}_{i,j} \quad f_{me_i} := \frac{f_i}{10^6}$$

$$S11_{\text{Ice71db}_i} := \text{Ice71}_{i,1} \quad \arg S11_{\text{Ice71}_i} := \text{Ice71}_{i,4} \quad S11_{\text{Ice71}_i} := 10^{\frac{S11_{\text{Ice71db}_i}}{10}}$$

$$\epsilon_r := 3.07 \quad z_d := \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad \beta d_k := \beta_{0k} \cdot \sqrt{\epsilon_r} \quad z_{in_k} := z_d \cdot \tanh(j \cdot \beta d_k \cdot d)$$

$$\Gamma_k := \frac{z_{in_k} - 1}{z_{in_k} + 1} \quad S11_k := |\Gamma_k| \quad \arg S11_k := \arg(\Gamma_k)$$

$$S11_{\text{dB}_k} := 10 \cdot \log(S11_k) \quad \arg S11_{\text{deg}_k} := \arg S11_k \cdot \frac{180}{\pi}$$



$$\arg S11_{\text{deg}_i} := \arg S11_{\text{Ice71}_i}$$

$$z := 3.1$$

$$\arg S11_i := \arg S11_{\text{deg}_i} \cdot \frac{\pi}{180}$$

$$\Gamma d_i := 1 \cdot (\cos(\arg S11_i) + j \cdot \sin(\arg S11_i))$$

$$F_s(z, f, \Gamma d) := \frac{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) - 1}{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) + 1} - \Gamma d$$

Given

$$F_s(z, f, \Gamma d) = 0$$

$$D(z, f, \Gamma d) := \text{Find}(z)$$

$$i := 3 \dots 10003$$

$$\varepsilon_{s71i} := \text{Re}(D(z, f_i, \Gamma d_i))$$

$$j := 3 \dots 10003$$

Ice61 :=

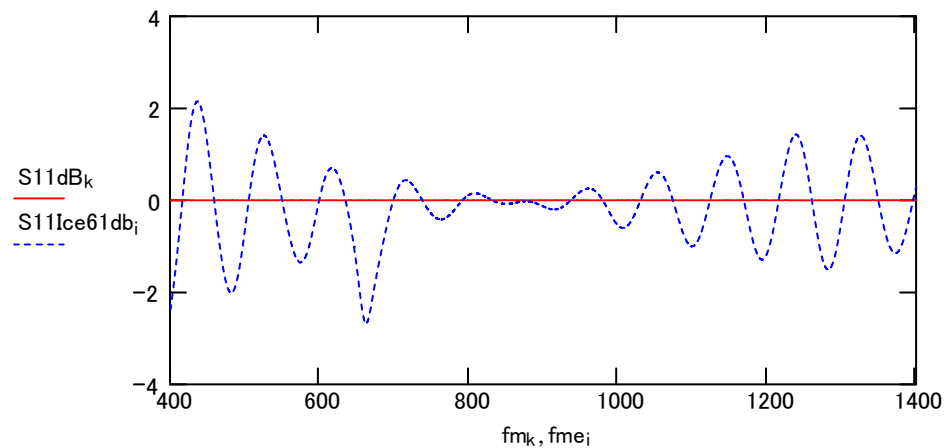
....¥-61Ch1.csv

$$S11\text{Ice61db}_i := \text{Ice61}_{i,1} \quad \arg S11\text{Ice61}_i := \text{Ice61}_{i,4} \quad S11\text{Ice61}_i := 10 \frac{S11\text{Ice61db}_i}{10}$$

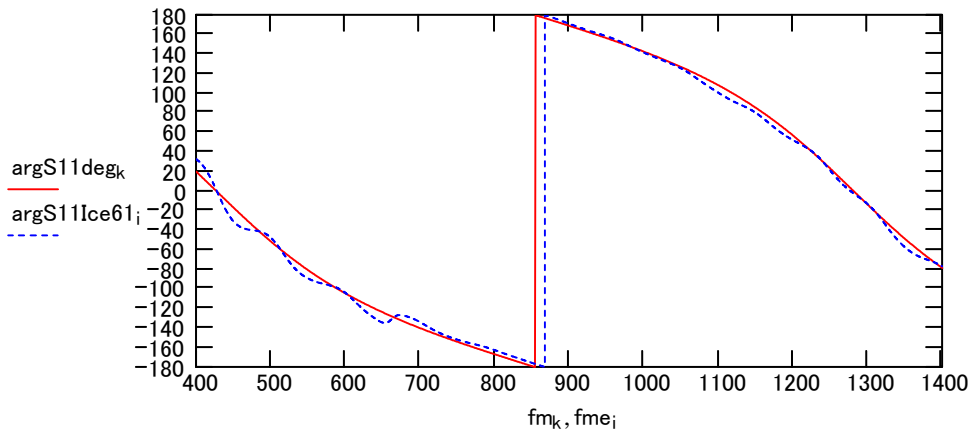
$$\varepsilon_r := 3.08 \quad z_d := \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}} \quad \beta_{dk} := \beta_{0k} \cdot \sqrt{\varepsilon_r} \quad z_{ink} := z_d \cdot \tanh(j \cdot \beta_{dk} \cdot d)$$

$$\Gamma_k := \frac{z_{ink} - 1}{z_{ink} + 1} \quad S11_k := |\Gamma_k| \quad \arg S11_k := \arg(\Gamma_k)$$

$$S11\text{dB}_k := 10 \cdot \log(S11_k) \quad \arg S11\text{deg}_k := \arg S11_k \cdot \frac{180}{\pi}$$







$$\argS11_{deg_k} := \argS11_{Ice61_i} \quad \argS11_i := \argS11_{deg_k} \cdot \frac{\pi}{180}$$

$$\Gamma d_i := 1 \cdot (\cos(\argS11_i) + j \cdot \sin(\argS11_i))$$

$$F_s(z, f, \Gamma d) := \frac{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) - 1}{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) + 1} - \Gamma d$$

Given

$$F_s(z, f, \Gamma d) = 0$$

$$D(z, f, \Gamma d) := \text{Find}(z)$$

$$i := 3 \dots 10003$$

$$\varepsilon s61_i := \text{Re}(D(z, f_i, \Gamma d_i))$$

$$j := 3 \dots 10003$$

$$\text{Ice51} :=$$

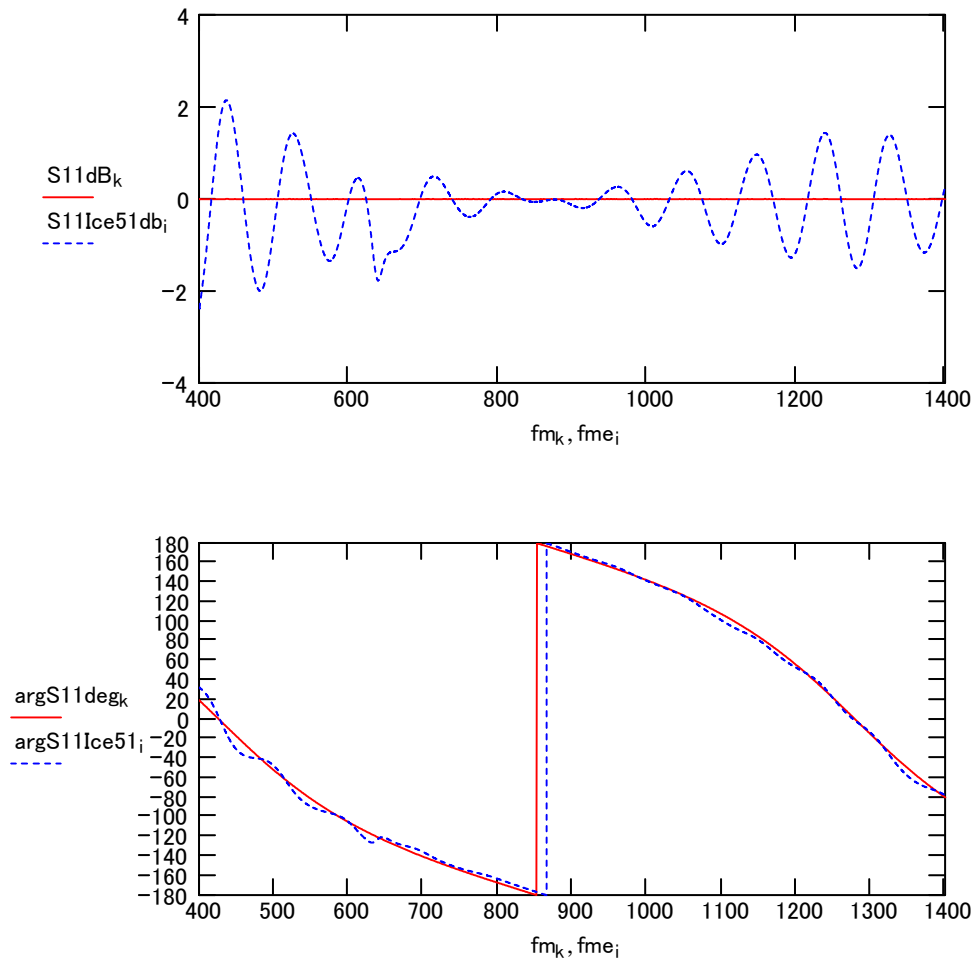
...¥-51Ch1.csv

$$S11_{Ice51db_i} := \text{Ice51}_{i,1} \quad \argS11_{Ice51_i} := \text{Ice51}_{i,4} \quad S11_{Ice51_i} := 10^{\frac{S11_{Ice51db_i}}{10}}$$

$$\varepsilon_r := 3.09 \quad z d := \sqrt{\frac{\mu r}{\varepsilon r}} \quad \beta d_k := \beta_{0k} \cdot \sqrt{\varepsilon r} \quad z_{in_k} := z d \cdot \tanh(j \cdot \beta d_k \cdot d)$$

$$\Gamma_k := \frac{z_{in_k} - 1}{z_{in_k} + 1} \quad S11_k := |\Gamma_k| \quad \argS11_k := \arg(\Gamma_k)$$

$$S11dB_k := 10 \cdot \log(S11_k) \quad \argS11_{deg_k} := \argS11_k \cdot \frac{180}{\pi}$$



$$\arg S_{11deg_i} := \arg S_{11Ice51_i} \quad \arg S_{11_i} := \arg S_{11deg_i} \cdot \frac{\pi}{180}$$

$$\Gamma d_i := 1 \cdot (\cos(\arg S_{11_i}) + j \cdot \sin(\arg S_{11_i}))$$

$$F_s(z, f, \Gamma d) := \frac{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) - 1}{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) + 1} - \Gamma d$$

Given

$$F_s(z, f, \Gamma d) = 0$$

$$D(z, f, \Gamma d) := \text{Find}(z)$$

$$i := 3..10003$$

$$\varepsilon_{s51_i} := \text{Re}(D(z, f_i, \Gamma d_i))$$

$$j := 3..10003$$

Ice41 :=

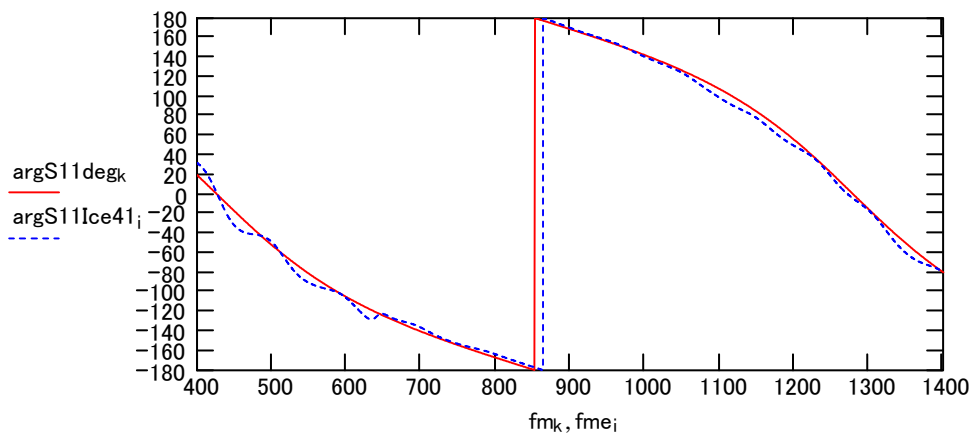
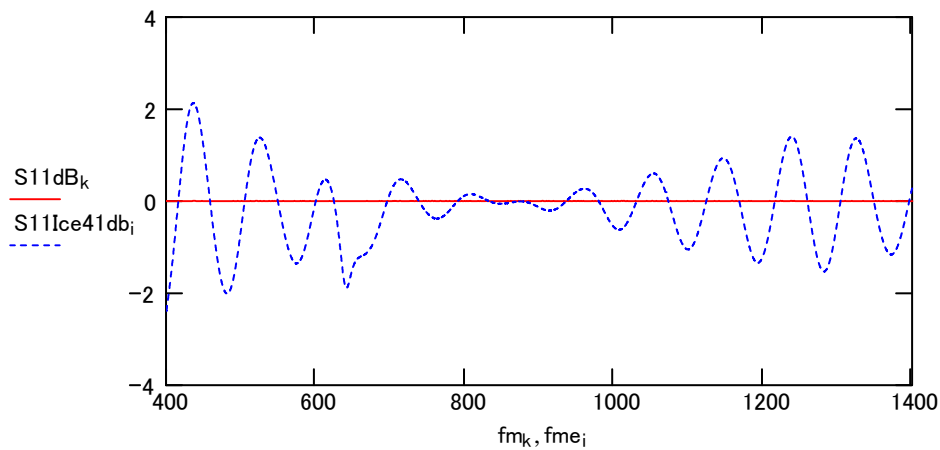
...¥-41Ch1.csv

$$S11Ice41db_i := Ice41_i, 1 \quad \arg S11Ice41_i := Ice41_i, 4 \quad S11Ice41_i := 10^{\frac{S11Ice41db_i}{10}}$$

$$\epsilon_r := 3.09 \quad z_d := \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad \beta d_k := \beta_0 k \cdot \sqrt{\epsilon_r} \quad z_{in_k} := z_d \cdot \tanh(j \cdot \beta d_k \cdot d)$$

$$\Gamma_k := \frac{z_{in_k} - 1}{z_{in_k} + 1} \quad S11_k := |\Gamma_k| \quad \arg S11_k := \arg(\Gamma_k)$$

$$S11dB_k := 10 \cdot \log(S11_k) \quad \arg S11deg_k := \arg S11_k \cdot \frac{180}{\pi}$$



$$\arg S11deg_i := \arg S11Ice41_i \quad \arg S11_i := \arg S11deg_i \cdot \frac{\pi}{180}$$

$$\Gamma d_i := 1 \cdot (\cos(\arg S11_i) + S11Ice41db_i := Ic$$

$$F_s(z, f, \Gamma d) := \frac{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) - 1}{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) + 1} - \Gamma d$$

Given

$$F_s(z, f, \Gamma d) = 0$$

$$D(z, f, \Gamma d) := \text{Find}(z)$$

$$j := 3..10003$$

$$\varepsilon_{s41j} := \text{Re}(D(z, f_j, \Gamma d_j))$$

$$j := 3..10003$$

$$\text{Ice31} :=$$

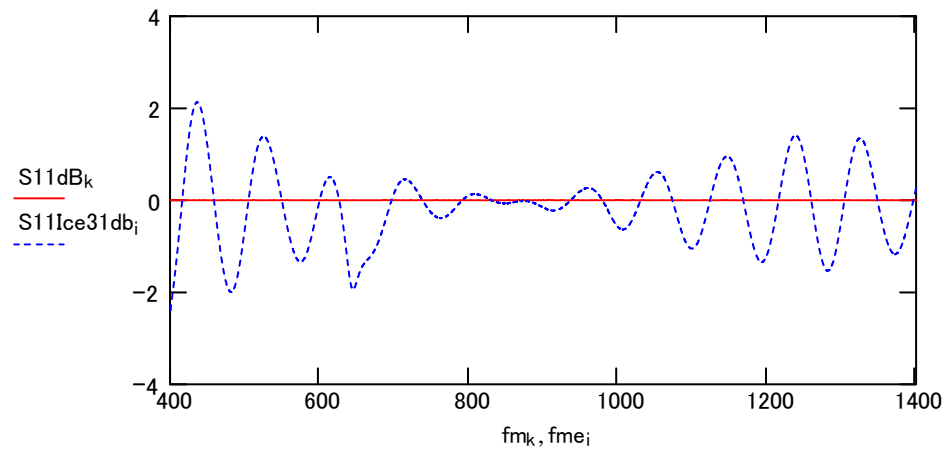
...¥-31Ch1.csv

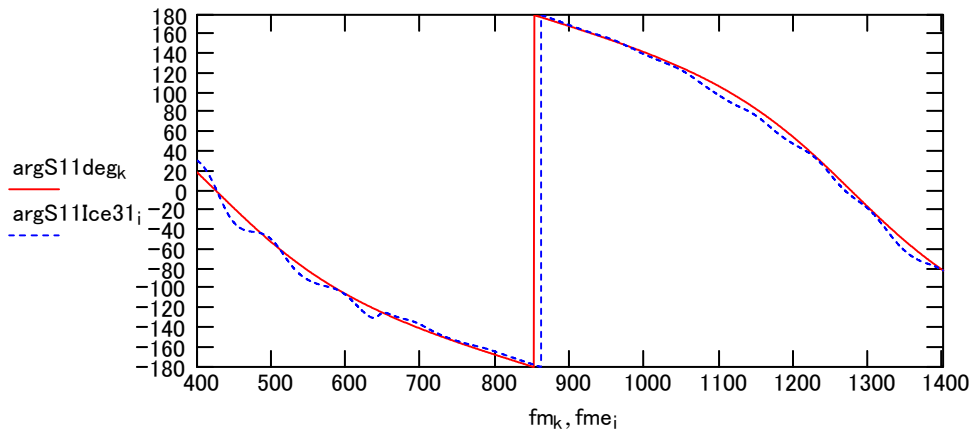
$$S11\text{Ice31db}_i := \text{Ice31}_i, 1 \quad \arg S11\text{Ice31}_i := \text{Ice31}_i, 4 \quad S11\text{Ice31}_i := 10 \frac{S11\text{Ice31db}_i}{10}$$

$$\varepsilon_r := 3.10 \quad z_d := \sqrt{\frac{\mu r}{\varepsilon_r}} \quad \beta_{dk} := \beta_{0k} \cdot \sqrt{\varepsilon_r} \quad z_{in_k} := z_d \cdot \tanh(j \cdot \beta_{dk} \cdot d)$$

$$\Gamma_k := \frac{z_{in_k} - 1}{z_{in_k} + 1} \quad S11_k := |\Gamma_k| \quad \arg S11_k := \arg(\Gamma_k)$$

$$S11\text{dB}_k := 10 \cdot \log(S11_k) \quad \arg S11\text{deg}_k := \arg S11_k \cdot \frac{180}{\pi}$$





$$\argS11_{deg_k} := \argS11_{Ice31_i} \quad \argS11_i := \argS11_{deg_k} \cdot \frac{\pi}{180}$$

$$\Gamma d_i := 1 \cdot (\cos(\argS11_i) + j \cdot \sin(\argS11_i))$$

$$F_s(z, f, \Gamma d) := \frac{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) - 1}{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) + 1}$$

Given

$$F_s(z, f, \Gamma d) = 0$$

$$D(z, f, \Gamma d) := \text{Find}(z)$$

$$i := 3..10003$$

$$\epsilon s_{31_i} := \text{Re}(D(z, f_i, \Gamma d_i))$$

$$j := 3..10003$$

$$\text{Ice21} :=$$

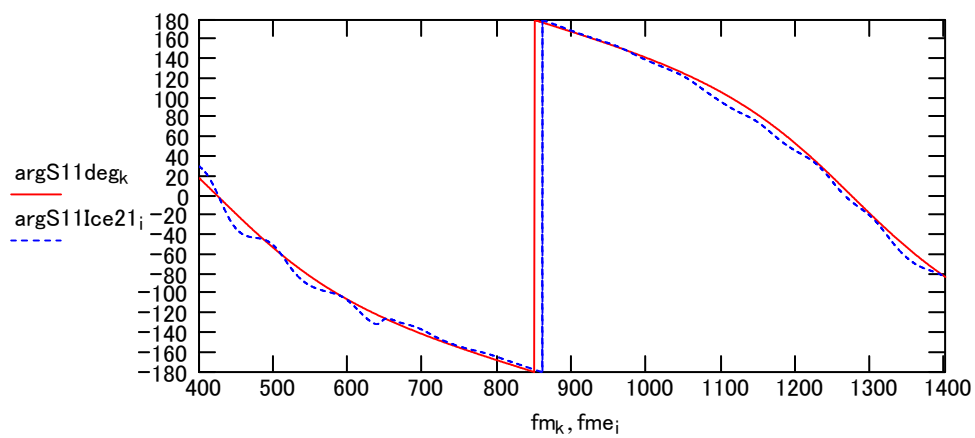
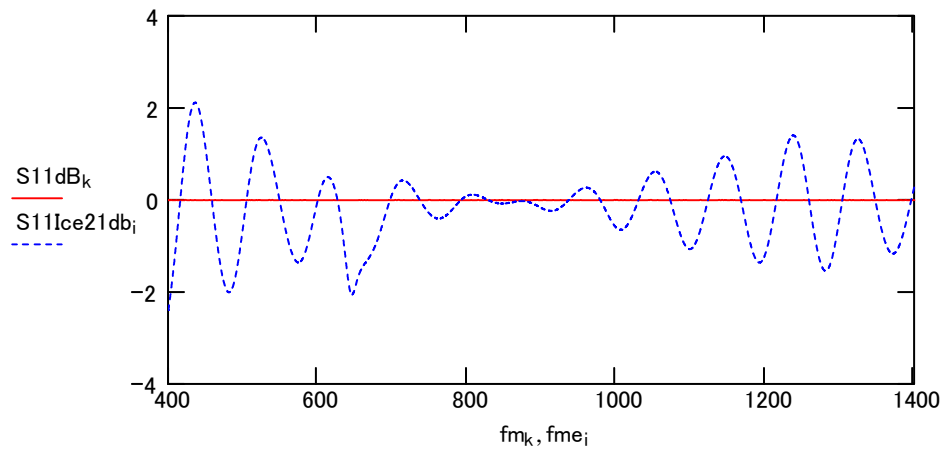
...¥-21Ch1.csv

$$S11_{Ice21db_i} := \text{Ice21}_{i,1} \quad \argS11_{Ice21_i} := \text{Ice21}_{i,4} \quad S11_{Ice21_i} := 10^{\frac{S11_{Ice21db_i}}{10}}$$

$$\epsilon_r := 3.11 \quad z d := \sqrt{\frac{\mu r}{\epsilon r}} \quad \beta d_k := \beta_{0k} \cdot \sqrt{\epsilon r} \quad z_{in_k} := z d \cdot \tanh(j \cdot \beta d_k \cdot d)$$

$$\Gamma_k := \frac{z_{in_k} - 1}{z_{in_k} + 1} \quad S11_k := |\Gamma_k| \quad \argS11_k := \arg(\Gamma_k)$$

$$S11_{dB_k} := 10 \cdot \log(S11_k) \quad \argS11_{deg_k} := \argS11_k \cdot \frac{180}{\pi}$$



$$\arg S_{11} \text{ deg}_i := \arg S_{11} \text{ Ice21}_i \quad \arg S_{11}_i := \arg S_{11} \text{ deg}_i \cdot \frac{\pi}{180}$$

$$\Gamma d_i := 1 \cdot (\cos(\arg S_{11}_i) + j \cdot \sin(\arg S_{11}_i))$$

$$F_s(z, f, \Gamma d) := \frac{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) - 1}{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) + 1} - 1$$

Given

$$F_s(z, f, \Gamma d) = 0$$

$$D(z, f, \Gamma d) := \text{Find}(z)$$

$$j_i := 3 \dots 10003$$

$$\varepsilon_{s21}_i := \text{Re}(D(z, f_i, \Gamma d_i))$$

$$j_i := 3 \dots 10003$$

$$\text{Ice11} :=$$

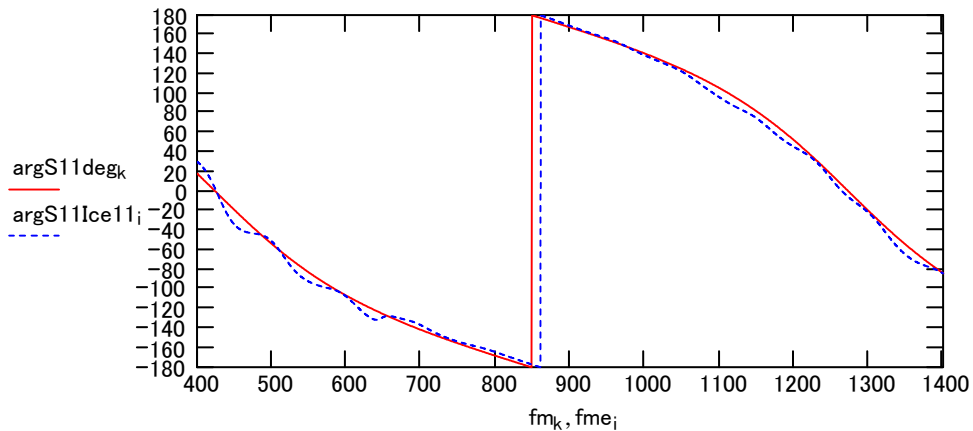
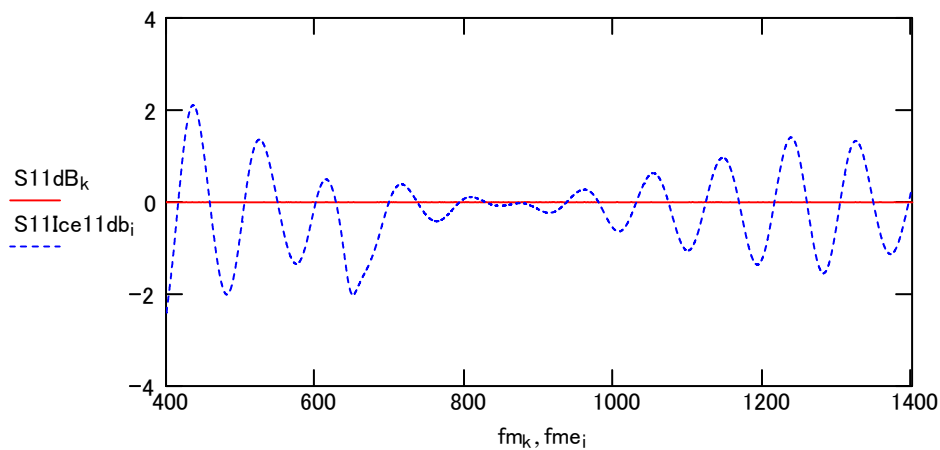
...¥-11Ch1.csv

$$S11Ice11db_i := Ice11_i, 1 \quad \arg S11Ice11_i := Ice11_i, 4 \quad S11Ice11db_i := 10 \cdot \frac{S11Ice11db_i}{10}$$

$$\epsilon_r := 3.12 \quad z_d := \sqrt{\frac{\mu r}{\epsilon_r}} \quad \beta d_k := \beta_{0k} \cdot \sqrt{\epsilon_r} \quad z_{in_k} := z_d \cdot \tanh(j \cdot \beta d_k \cdot d)$$

$$\Gamma_k := \frac{z_{in_k} - 1}{z_{in_k} + 1} \quad S11_k := |\Gamma_k| \quad \arg S11_k := \arg(\Gamma_k)$$

$$S11dB_k := 10 \cdot \log(S11_k) \quad \arg S11deg_k := \arg S11_k \cdot \frac{180}{\pi}$$



$$\arg S11deg_i := \arg S11Ice11_i \quad \arg S11_i := \arg S11deg_i \cdot \frac{\pi}{180}$$

$$\Gamma d_i := 1 \cdot (\cos(\arg S11_i) + j \cdot \sin(\arg S11_i))$$

$$F_s(z, f, \Gamma d) := \frac{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) - 1}{\frac{1}{\sqrt{z}} \cdot \tanh\left(j \cdot \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{c} \cdot \sqrt{z} \cdot d\right) + 1} - 1$$

Given

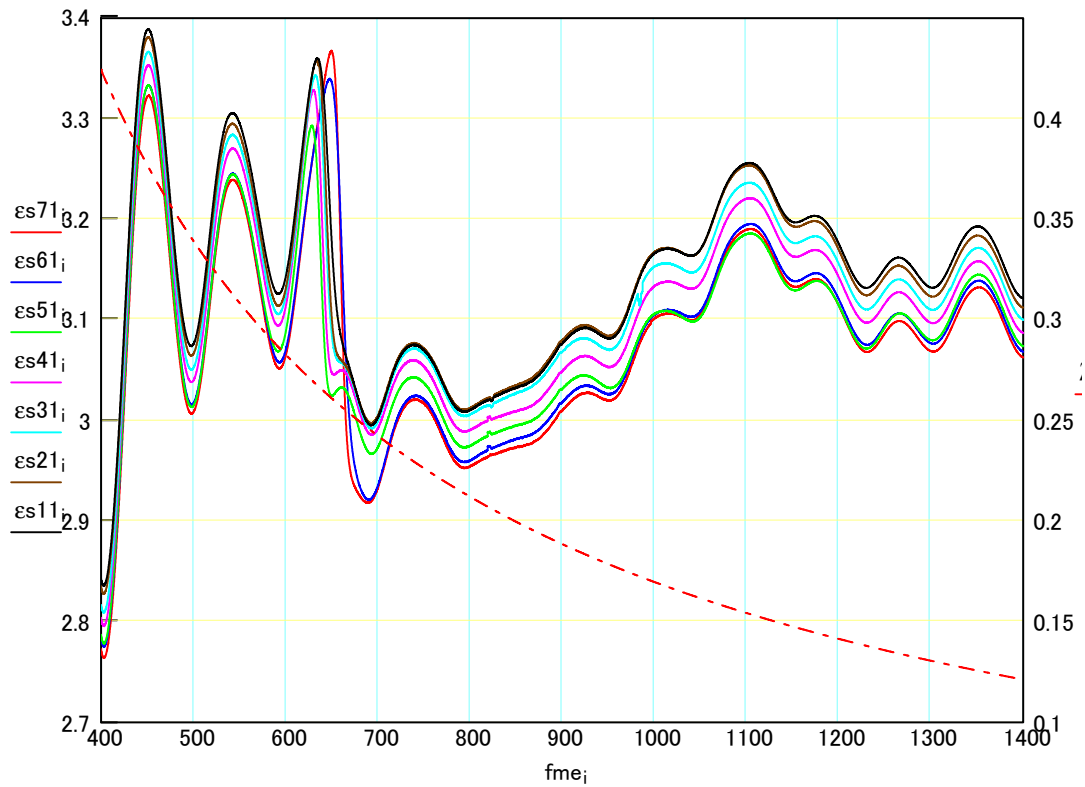
$$F_s(z, f, \Gamma d) = 0$$

$$D(z, f, \Gamma d) := \text{Find}(z)$$

$$j := 3..10003$$

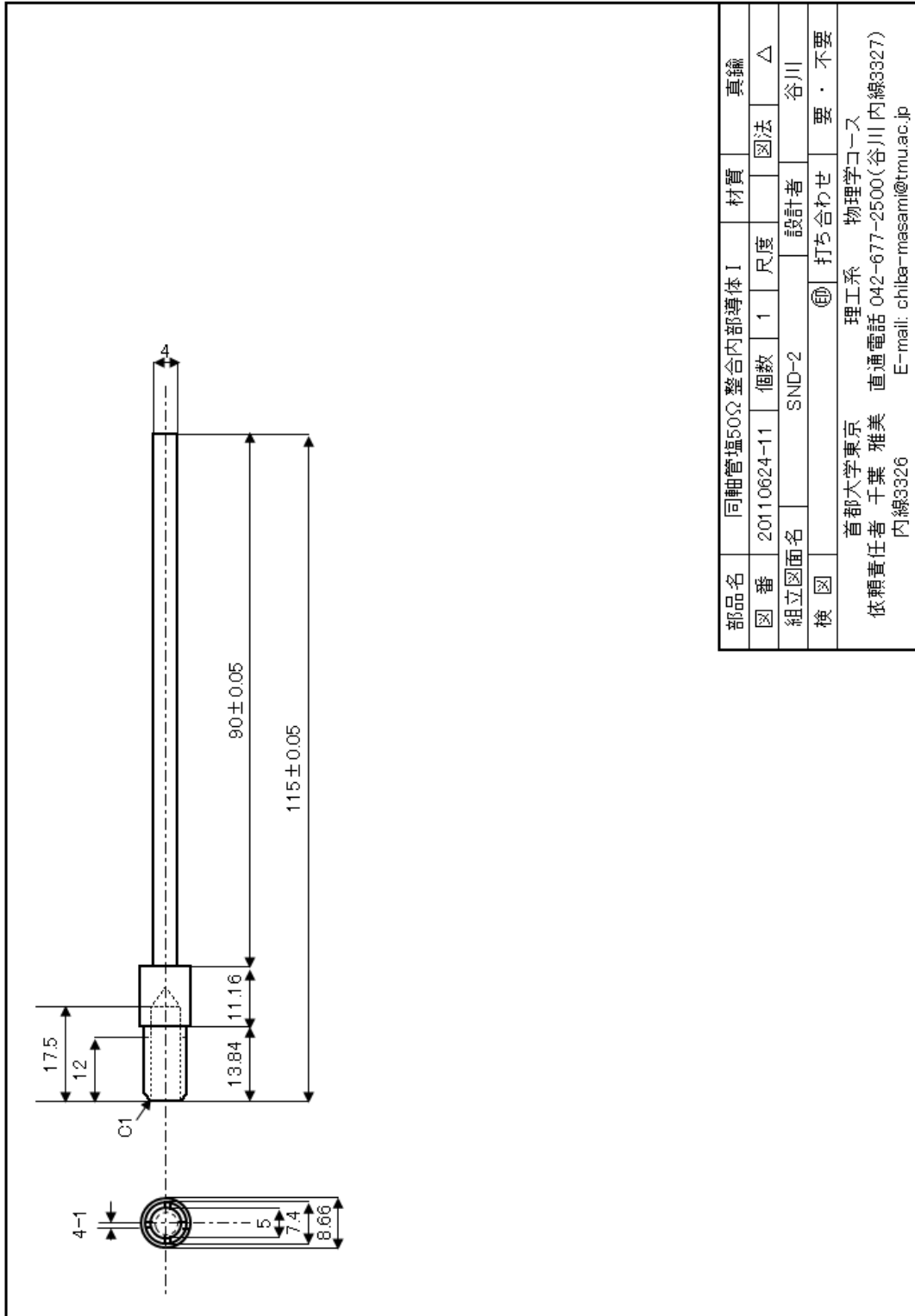
$$\varepsilon s11_j := \operatorname{Re}(D(z, f_j, \Gamma d_j))$$

$$\lambda_j := \frac{c}{f_j \cdot 10^6 \cdot \sqrt{\varepsilon r}}$$



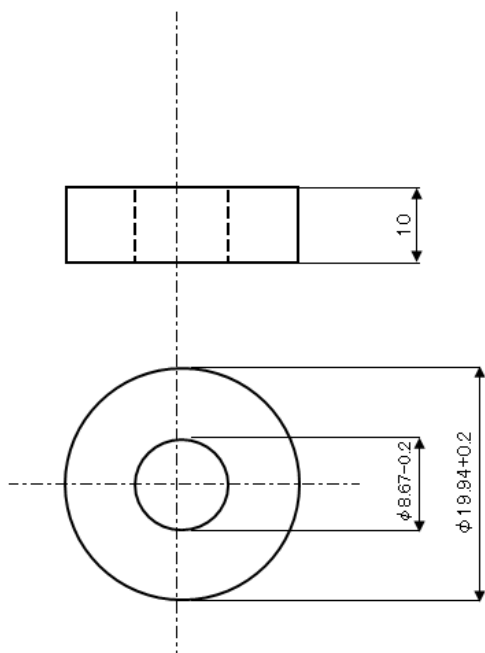


付録3 誘電体充填同軸管 設計図面



部品名	同軸管塩50Ω 整合内部導体 I			材質	真鍮
図番	20110624-11	個数	1	尺度	△
組立図面名	SND-2			設計者	谷川
検図	㊟ 打ち合わせ			要	不要
依頼責任者	首都大学東京 千葉 雅美	理工系	物理学コース		
内線3326	直通電話 042-677-2500(谷川内線3327)	E-mail: chiba-masami@tmu.ac.jp			

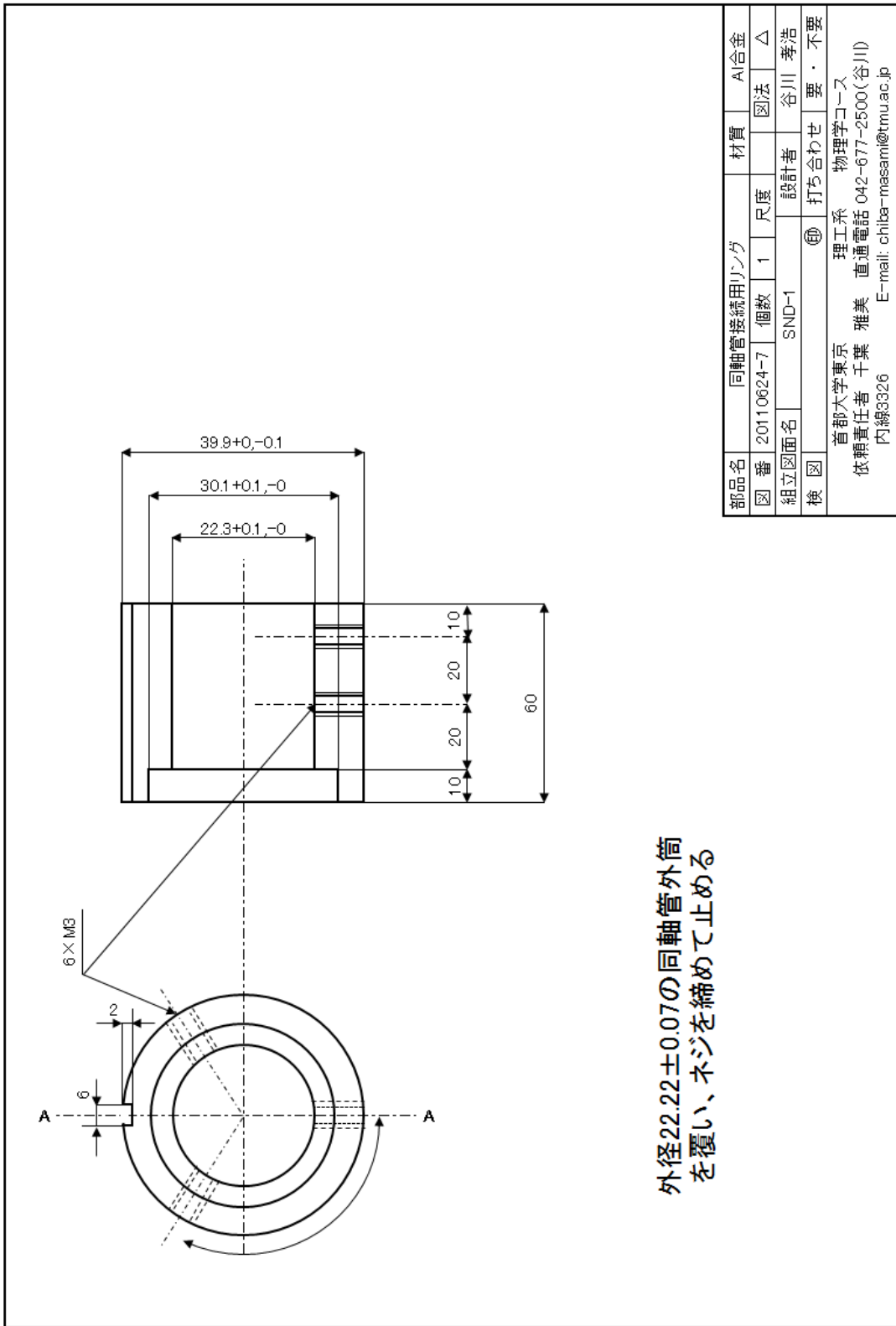
図61 誘電体充填同軸管用50Ωインピーダンス結合のための同軸管内部導体 設計図面



内径19.94の円筒に嵌め込み、  
 外径8.67の棒を内部に通す。  
 容易に抜けないほどがっちり  
 と納まる位が良い

部品名	トロイダル試料(スタイロフォーム)			材質	スタイロフォーム
図番	SND-06	個数	5	尺度	図法
組立図面名				設計者	谷川
検図				⑥	打ち合わせ 要・不要
首都大学東京 理工系 物理学コース 依頼責任者 千葉 雅美 直通電話 042-677-2500(谷川) 内線3326 E-mail: chiba-masami@tmu.ac.jp					

図62 同軸管内誘電体落下防止用スタイロフォーム製固定リング 設計図面



部品名	同軸管接続用リング	材質	A合金
図番	20110624-7	個数	1
組立図面名	SND-1	尺度	△
検図	⑧	設計者	谷川 孝浩
		打ち合わせ	要・不要
		首都大学東京 理工系 物理学コース	
		依頼責任者 千葉 雅美 直通電話 042-677-2500(谷川)	
		内線3326 E-mail: chiba-masami@tmu.ac.jp	

図63 同軸管—テーパー管接続リング 設計図面

付録4 誘電体充填同軸管冷却箱 設計図面

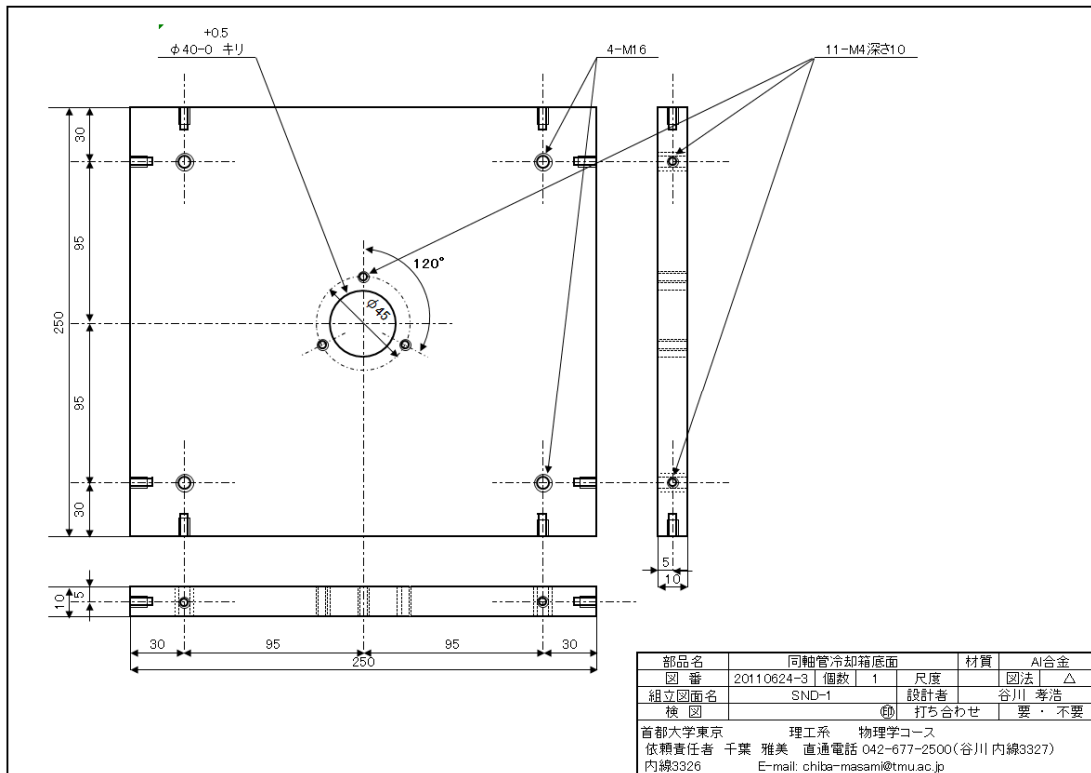


図64 同軸管冷却箱底面 設計図面

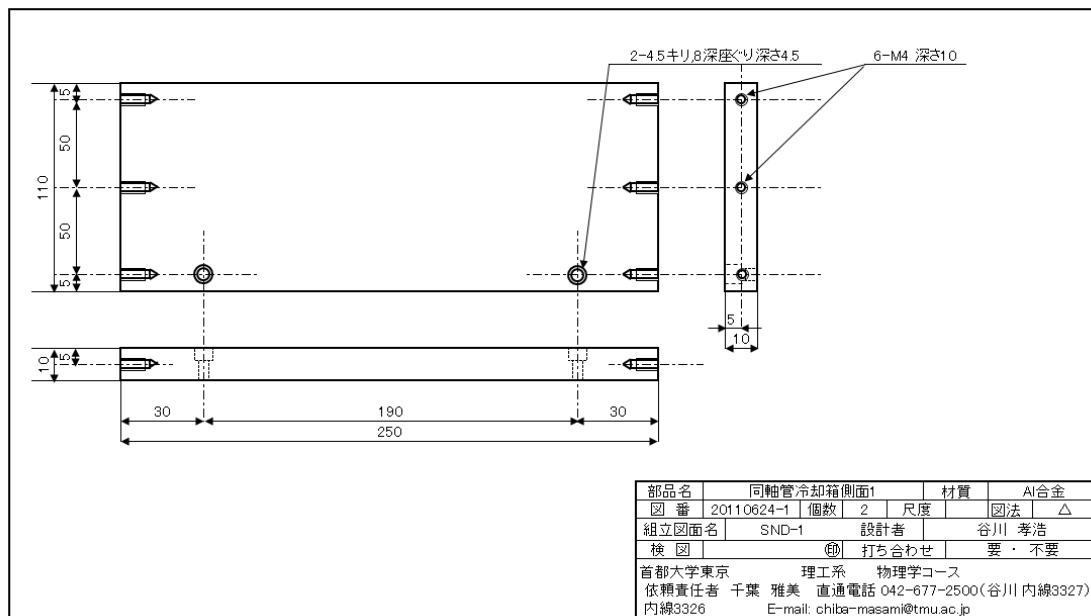


図65 同軸管冷却箱側面1 設計図面

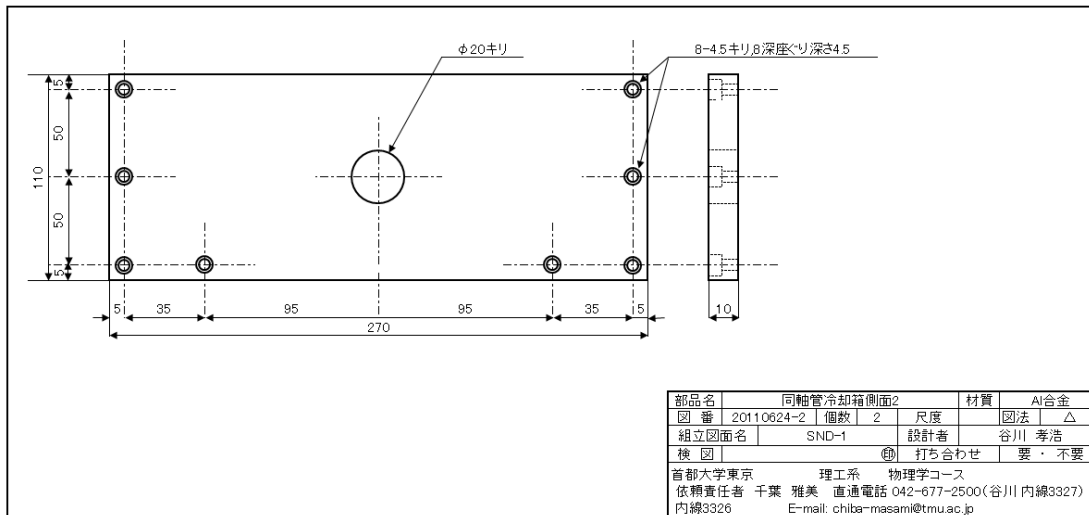


図66 同軸管冷却箱側面2 設計図面

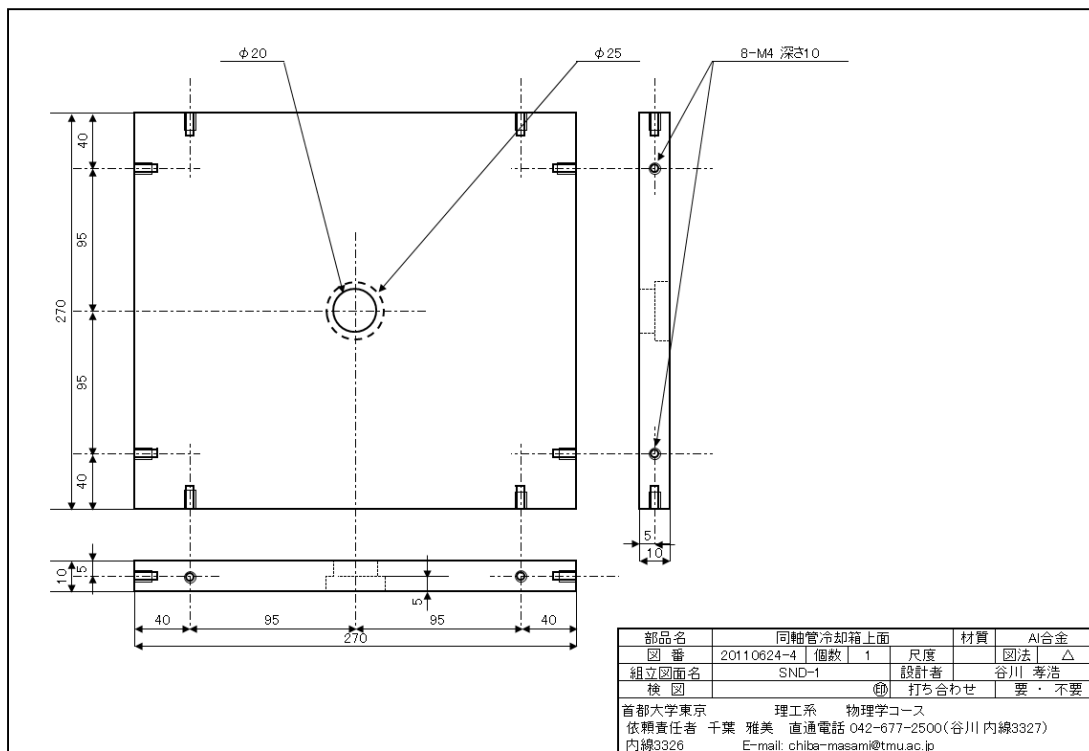


図67 同軸管冷却箱上面 設計図面

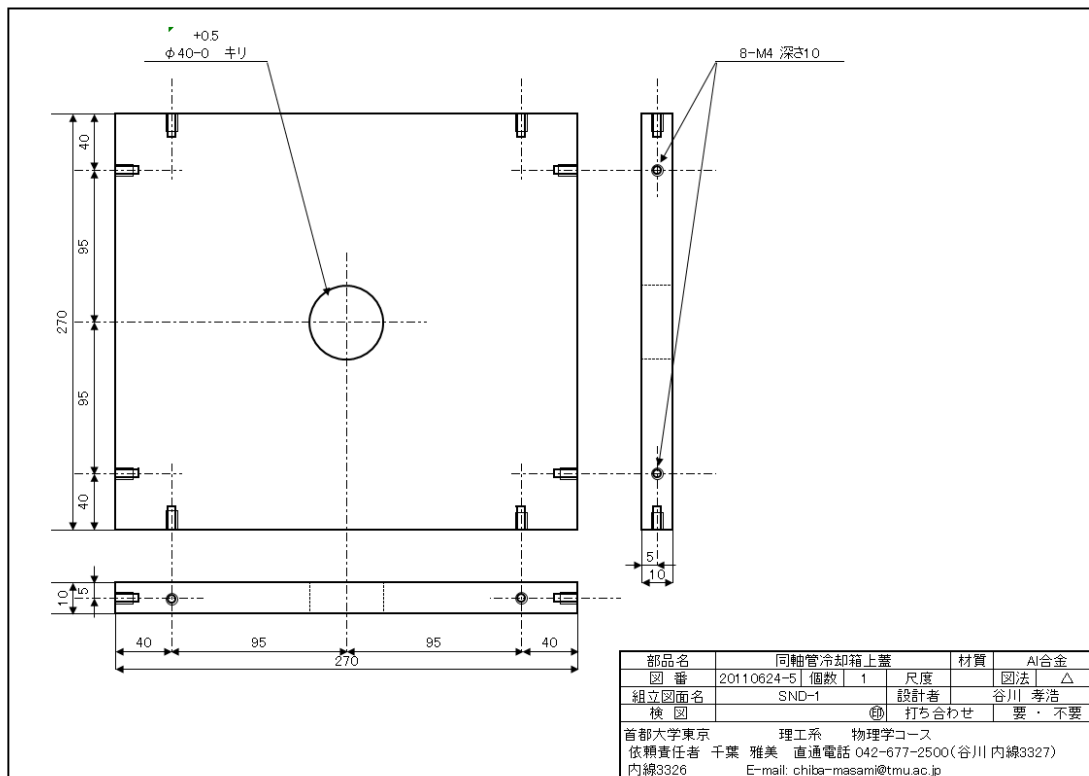


図68 同軸管冷却箱上蓋 設計図面

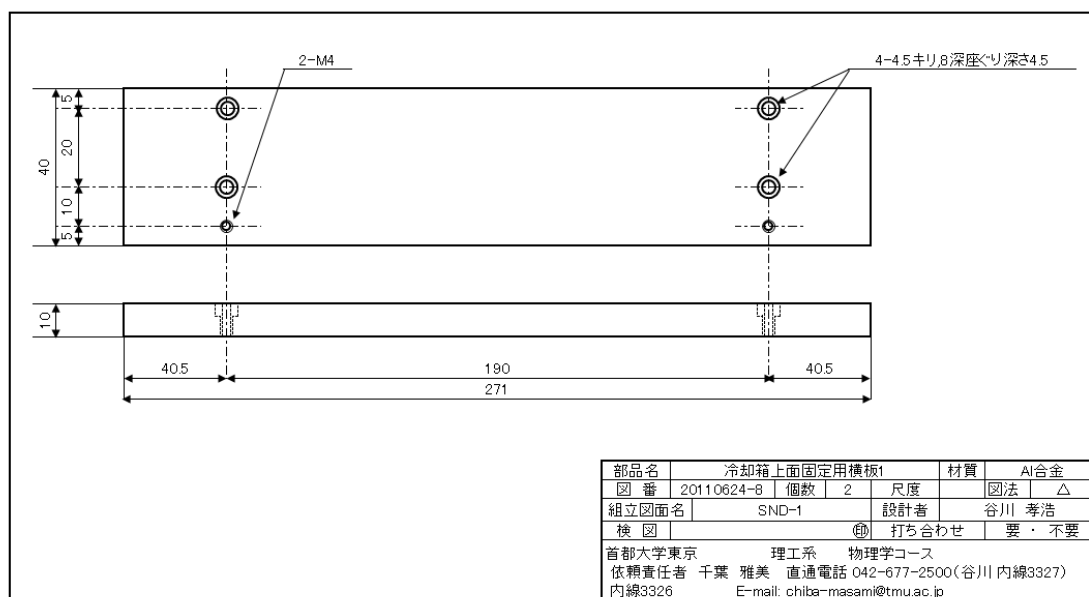


図69 同軸管冷却箱上面固定用横板1 設計図面

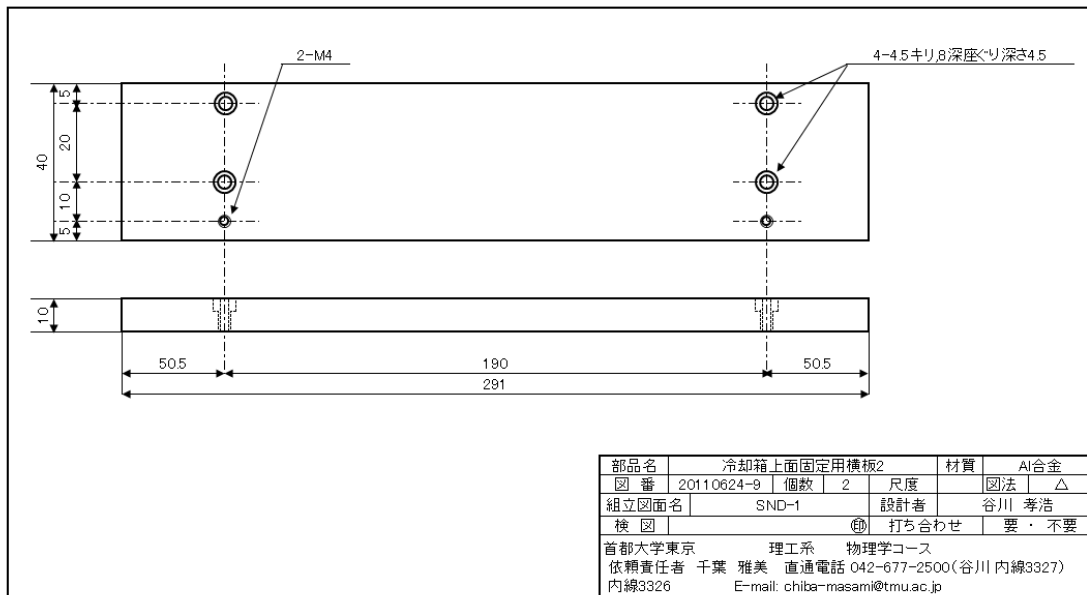


図70 同軸管冷却箱上面固定用横板2 設計図面

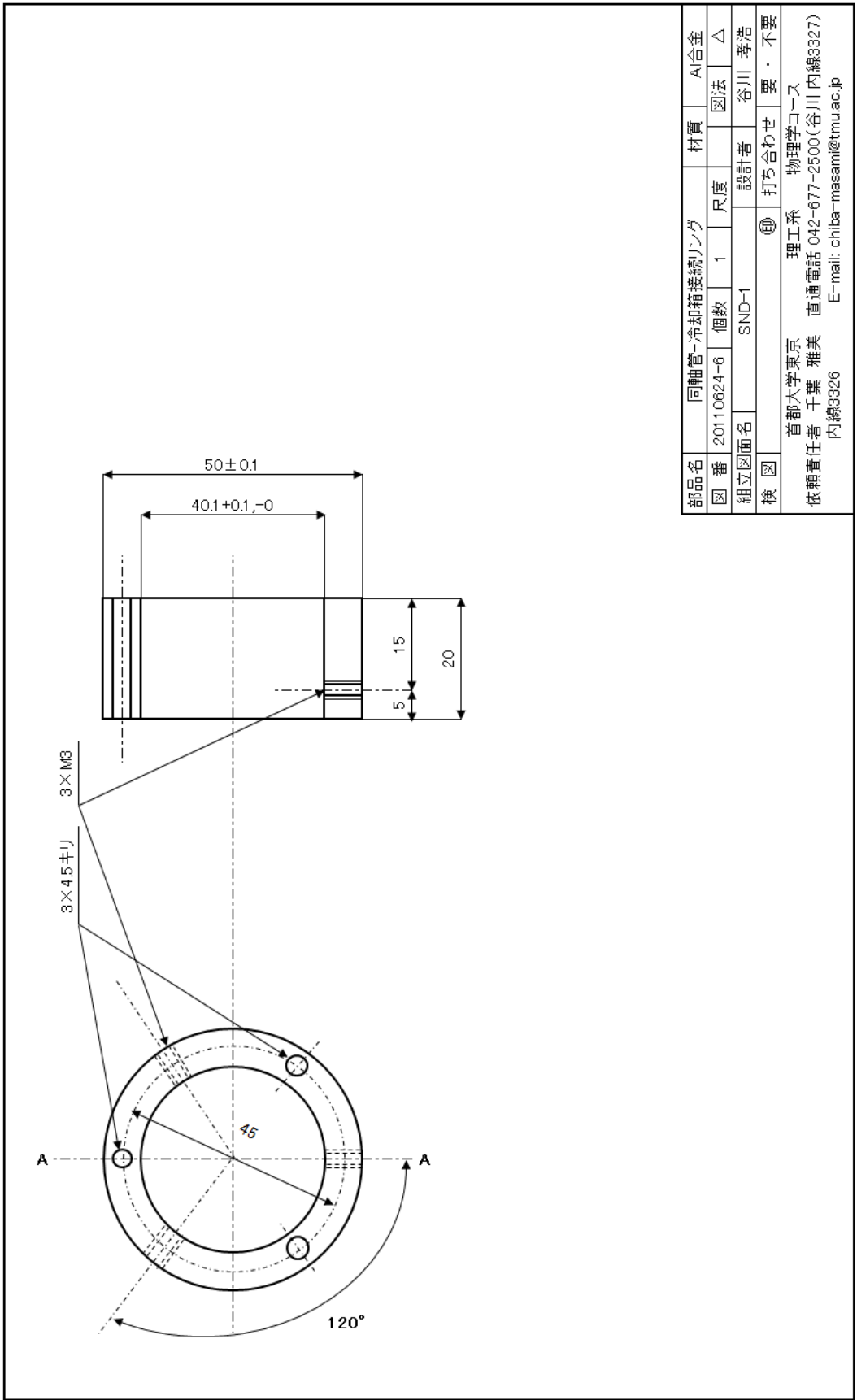


図71 同軸管-冷却箱接続リング 設計図面



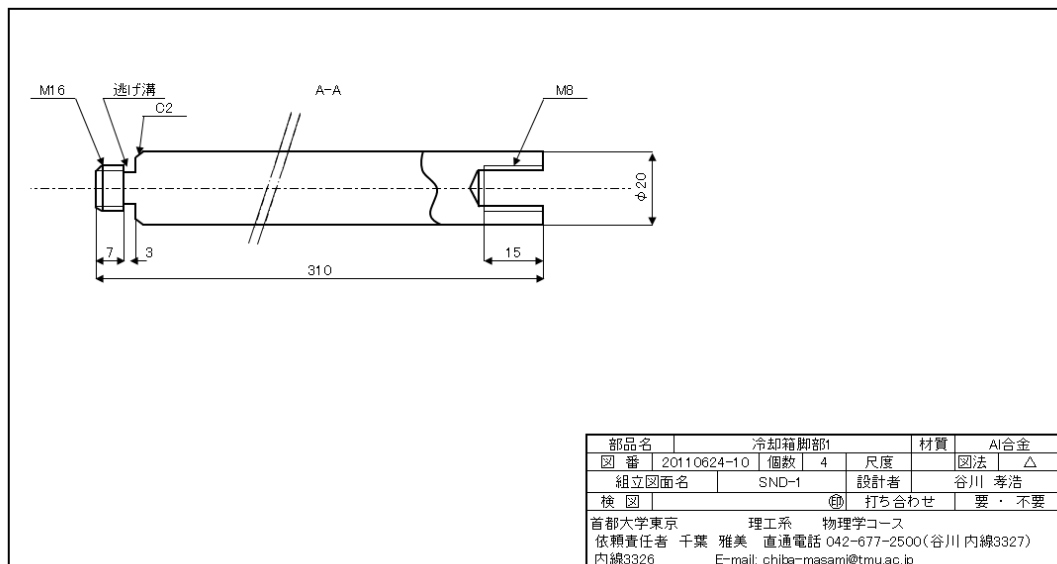


図72 同軸管冷却箱脚部1 (常温実験用Al脚) 設計図面

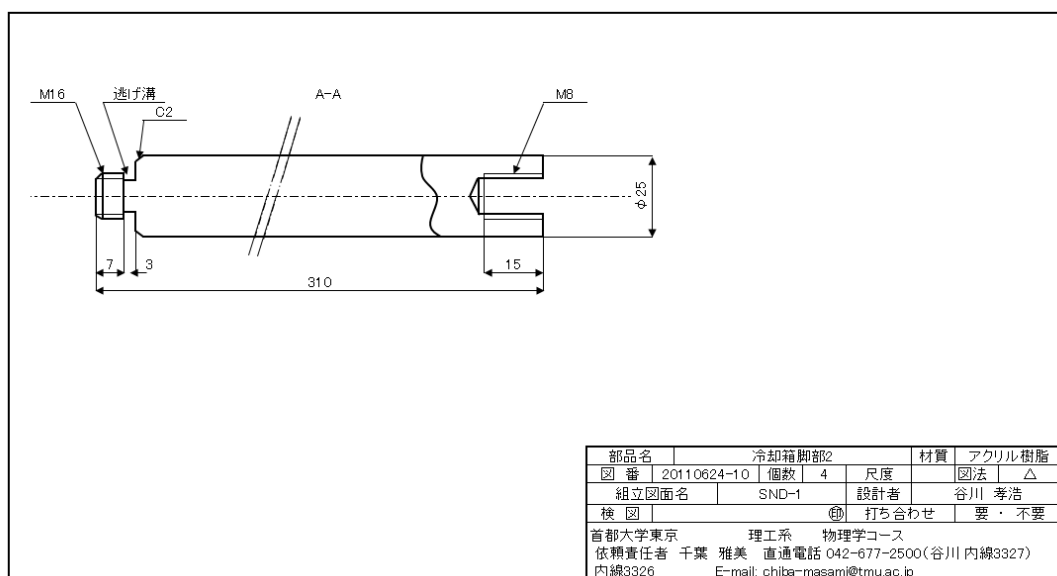


図73 同軸管冷却箱脚部2 (常温実験用アクリル樹脂脚) 設計図面

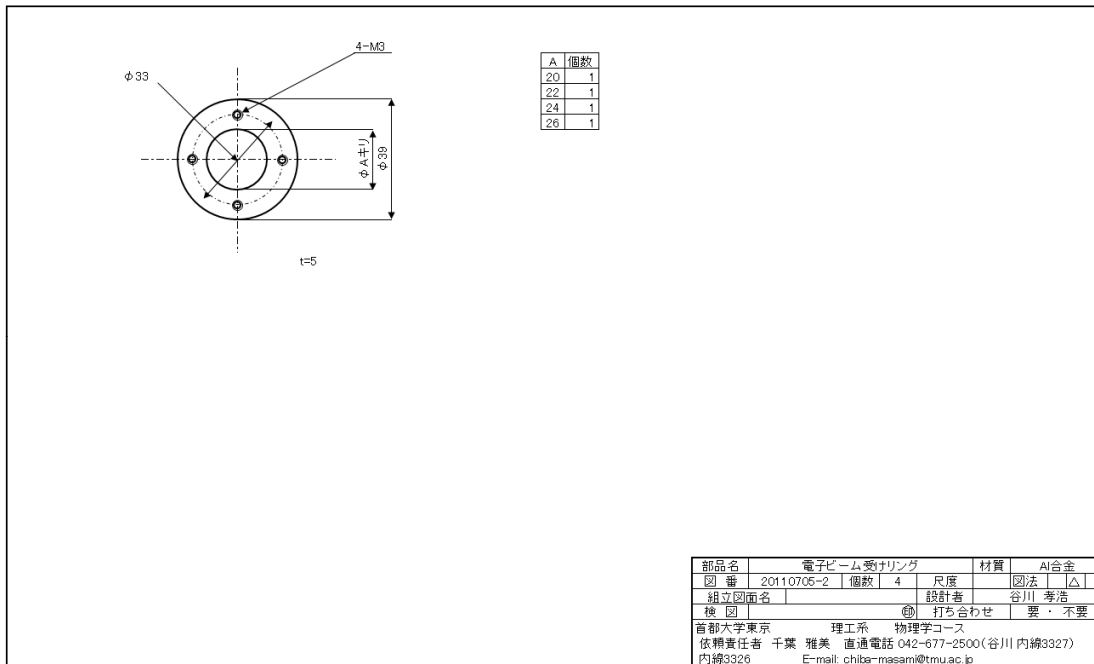


図74 同軸管冷却箱電子ビーム受けリング 設計図面

付録5 受信機内部回路図

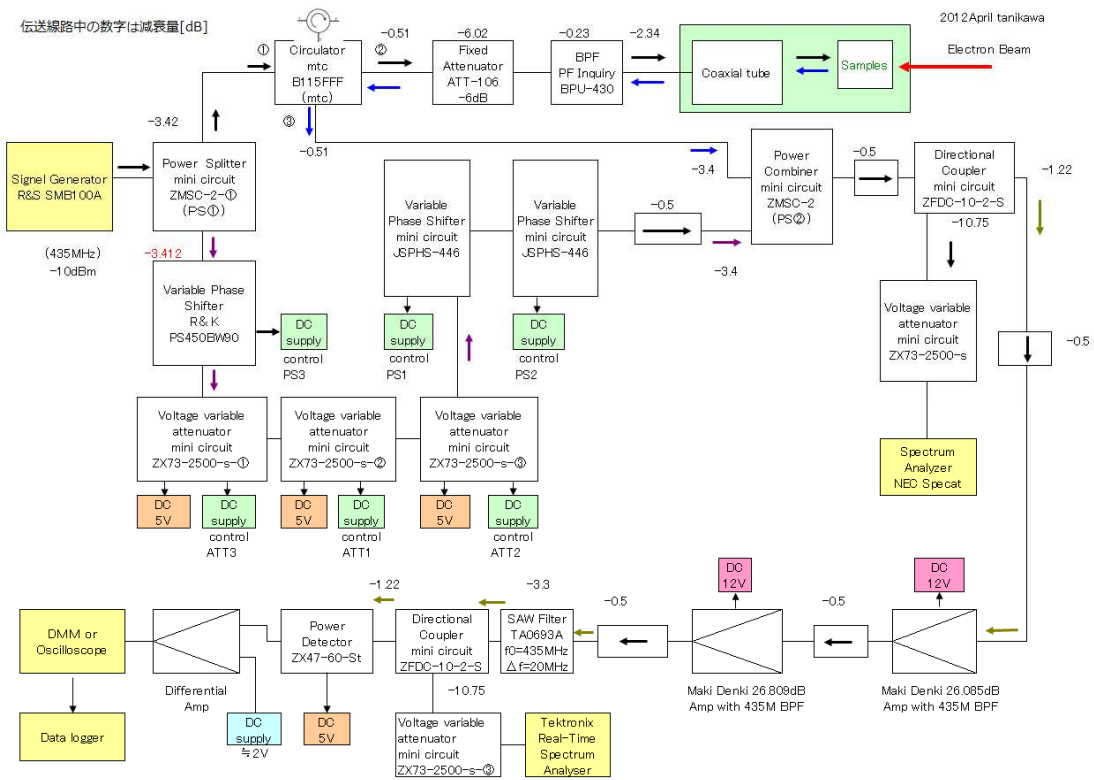
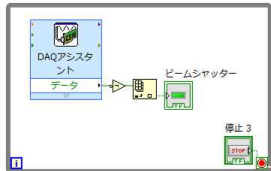
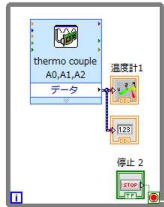
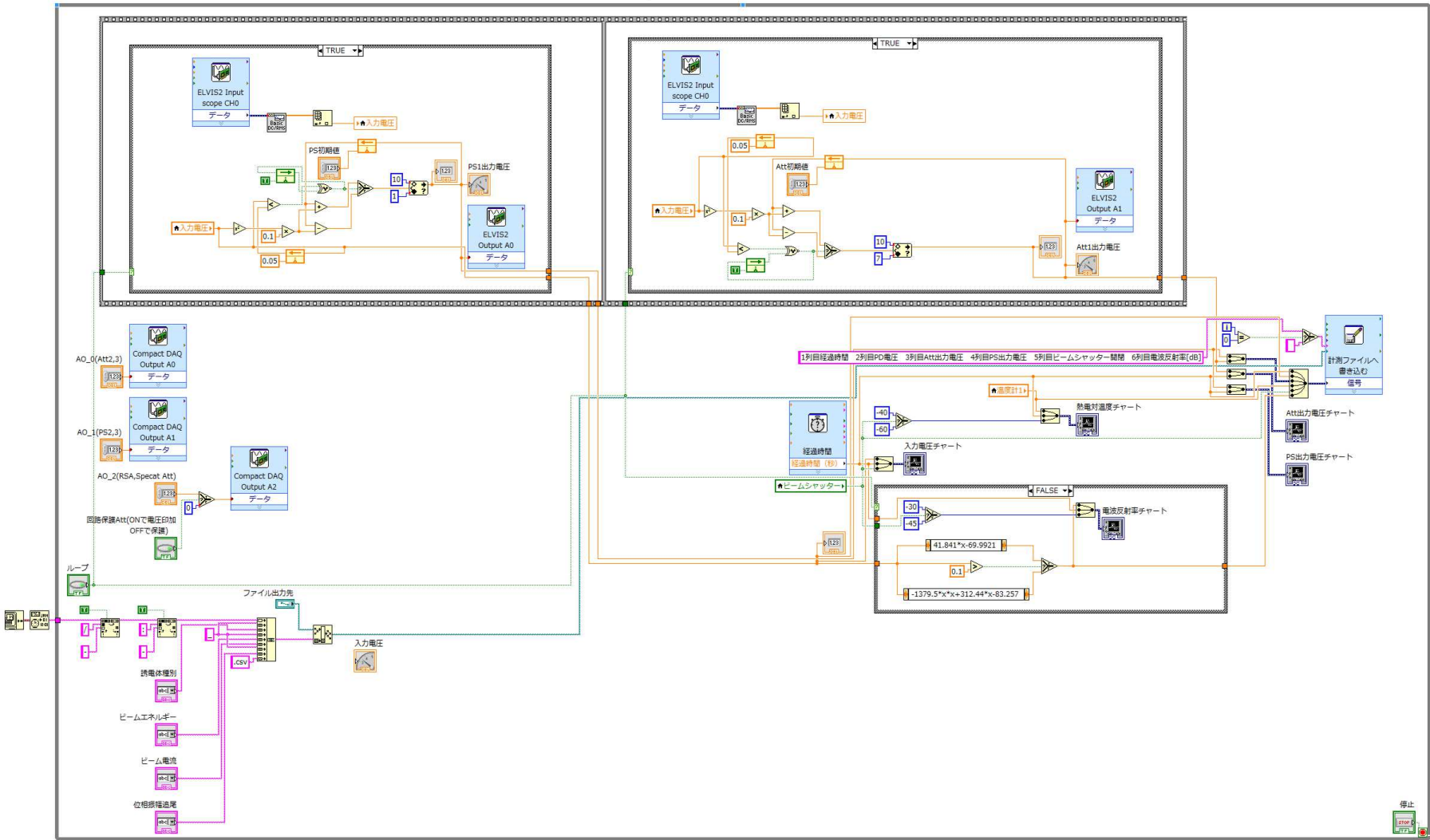


図74 受信機内部回路図

付録6 LabVIEW計測プログラムブロックダイアグラム





# Measurement of radio wave reflection due to temperature rising from rock salt and ice irradiated by an electron beam for an ultra-high-energy neutrino detector

Takahiro Tanikawa<sup>a</sup>, Masami Chiba<sup>a</sup>, Toshio Kamijo<sup>a</sup>, Fumiaki Yabuki<sup>a</sup>,  
Osamu Yasuda<sup>a</sup>, Hidetoshi Akiyama<sup>b</sup>, Yuichi Chikashige<sup>b</sup>, Tadashi Kon<sup>b</sup>,  
Yutaka Shimizu<sup>b</sup>, Michiaki Utsumi<sup>c</sup>, Masatoshi Fujii<sup>d</sup>

<sup>a</sup> Graduate School of Science and Engineering, Tokyo Metropolitan University, 1-1 Minami-Ohsawa, Hachioji-shi, Tokyo 192-0397, Japan

<sup>b</sup> Faculty of Science and Technology, Seikei University, Musashino-shi, Tokyo 180-8633, Japan

<sup>c</sup> Department of Applied Science and Energy Engineering, School of Engineering, Tokai University, Hiratsuka-shi, Kanagawa 259-1292, Japan

<sup>d</sup> School of Medicine, Shimane University, Izumo-shi, Shimane 693-8501, Japan

**Abstract.** An ultra-high-energy neutrino (UHEν) gives temperature rise along the hadronic and electromagnetic shower when it enters into rock salt or ice. Permittivities of them arise with respect the temperatures at ionization processes of the UHEν shower. It is expected by Fresnel's formula that radio wave reflects at the irregularity of the permittivity in the medium. We had found the radio wave reflection effect in rock salt. The reflection effect and long attenuation length of radio wave in rock salt and ice would yield a new UHEν detection method. An experiment for ice was performed to study the reflection effect. A coaxial tube was filled with rock salt powder or ice. Open end of the coaxial tube was irradiated by a 2 MeV electron beam. Radio wave of 435 MHz was introduced to the coaxial tube. We measured the reflection wave from the open end. We found the radio wave reflection effect due to electron beam irradiation in ice as well as in rock salt.

Keywords: Neutrino detectors; Ultra-high-energy cosmic rays; Rock salt; Antarctic ice sheet; Radar

PACS: 13.85.Tp; 07.57.Kp; 92.40.Vq; 95.85.Ry; 84.40.Xb; 78.70.Gq

## INTRODUCTION

Ultra-high-energy cosmic rays are considered to be generated by an active galactic nucleus, a gamma-ray burst, etc. The cosmic ray which has energy larger than  $4 \times 10^{19}$  eV interacts with cosmic microwave background radiation (CMB) while it passes 50 Mpc, and loses the energy. The interaction generates UHEν in this GZK (Greisen,

Zatsepin, and Kuzmin) cut-off process [1]. The neutrino is called GZK $\nu$ . The energy of GZK $\nu$  is between  $10^{16}$  and  $10^{20}$  eV. Since flux of GZK $\nu$  is very low ( $\approx 1 / \text{km}^2$  day), we need a huge detector (50 Gt) to detect them. GZK $\nu$  gives temperature rise along the hadronic and electromagnetic shower when it enters into rock salt or ice. Permittivities of them are proportionally-increased to the temperatures at ionization processes of the GZK $\nu$  shower. It is expected by Fresnel's formula that radio wave reflects at the irregularity of the permittivity in the medium. We had found the radio wave reflection effect in rock salt [2, 3]. The reflection effect of radio wave in rock salt [4, 5] and ice [6] which have long attenuation lengths would yield a new UHE $\nu$  detection method. To realize such a huge detector we plan to utilize a salt dome in Fig. 1(a), the Antarctic ice sheet and etc.

## EXPERIMENT

A coaxial tube was filled with salt powder or ice as shown in Fig. 1(b). Open end of the coaxial tube was irradiated by a 2 MeV electron beam produced by a Cockcroft-Walton accelerator located at Takasaki Advanced Radiation Research Institute, Japan Atomic Energy Agency. The electron beam heated up the medium 5 mm deep from the open end. Radio wave of 435 MHz with  $10^{-4}$  W was introduced to the coaxial tube (WX-20D: inner diameter 19.94 mm of external conductor) and measured the reflection from the open end. The outer diameter of internal conductor was determined 4.5 mm to make the impedance  $50 \Omega$  using the measured permittivity ( $\epsilon' \approx 3.2$ ) of rock salt powder (purity of the powder: 99.5% or more) and ice (pure water with specific resistance of  $18.2 \text{ M}\Omega \cdot \text{cm}$  being frozen). Temperature at position of 2 mm from the open end was measured by a thermo couple. Power of reflected radio wave was measured by null method and a minute displacement from zero without the irradiation was recorded by a spectrum analyzer.

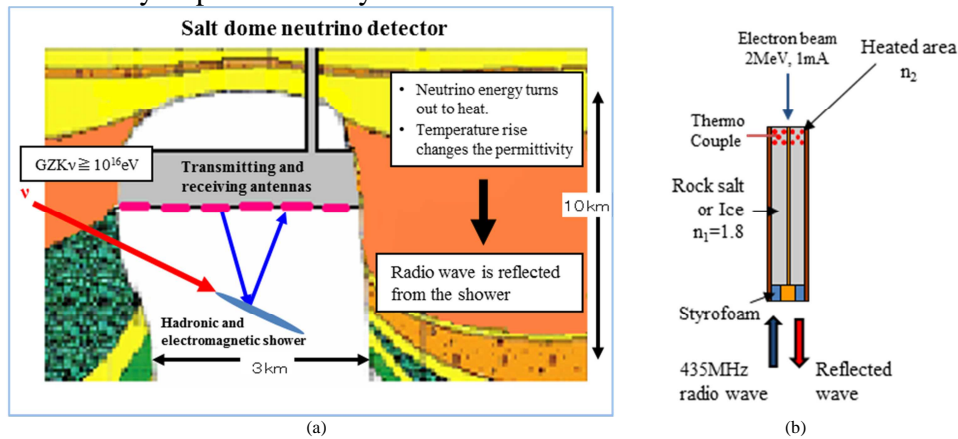


FIGURE 1. (a) Radar system for salt dome. (b) Experimental setup of the coaxial tube.

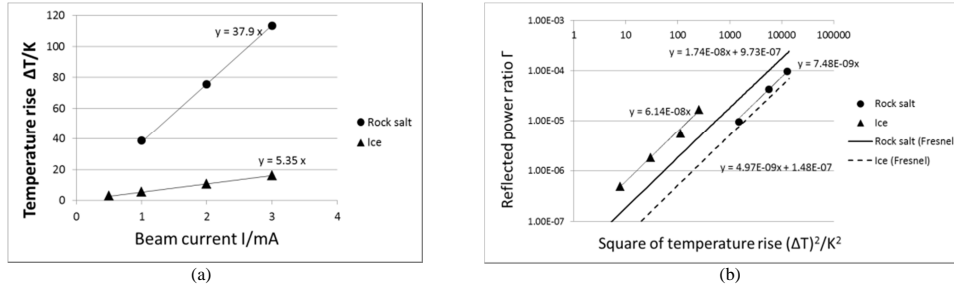
Refractive index  $n_2$  (square root of permittivity) near the open end becomes larger than  $n_1$  far from the open end. The reflected power ratio of radio wave ( $\Gamma$ ) is presented by Fresnel's formula Eq. 1.

$$\Gamma = \frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (1)$$



## RESULTS

The temperature rise ( $\Delta T$ ) in rock salt or ice was proportional to the beam current in Fig.2 (a).  $\Gamma$  was proportional to the square of  $\Delta T$  in Fig.2 (b). They are consistent with expected values from Fresnel's formula Eq. 1 for rock salt. In the case of ice,  $\Gamma$  was 10 times larger than expected value from Fresnel's formula. After the irradiation the temperature and  $\Gamma$  returned to the values before the irradiation. The same results were obtained a few times.



**FIGURE 2.** A coaxial tube filled with rock salt or ice was irradiated by the electron beam in 60 s.  $\Gamma$  and  $\Delta T$  values are at the 60 s. Ice was cooled to 223 K by dry ice at first. Rock salt was 288K at first, and  $\Gamma$ . (a) Temperature rise (with the error of  $\pm 1$  degree) of rock salt and ice vs. beam current. (b)  $\Gamma$  vs.  $(\Delta T)^2$ . Measured values of  $\Gamma$  (with the error of  $\pm 3\%$ ) are compared with Fresnel's formula.

We calculate the minimum detection energy (of neutrinos) in rock salt. Analyzing the data for less than 1 s after beam irradiation shows that the energy of GZKv can be observed. In order to increase signal to noise ratio, the time domain data was taken with a step of 0.125 ms and transformed by FFT with 1024 points (=128 ms). The data was selected within 8 Hz at 435 MHz. Beam irradiated area of a coaxial tube was 297 mm<sup>2</sup>. The electron beam energy was 2 MeV and 1 mA. Current density per area was 0.725  $\mu A/cm^2$ . So, beam current irradiated for the coaxial tube is 2.15  $\mu A$ . The energy for 0.128 s of the beam irradiated to the dielectric material in this experiment was  $3.5 \times 10^{18}$  eV (=2.15  $\mu A \times 2$  MeV  $\times 0.128 \approx 0.54$  J/s). We found the radio wave reflection effect in ice as well as in rock salt. The Antarctic ice sheet and a salt dome could be a good candidate of detection media for an UHEv detector.

## REFERENCES

1. K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748; G.T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red. 4 (1966) 114 (Sov. Phys. JETP Lett. 4 (1966) 78).
2. M.Chiba et al., Nucl. Instrum. and Methods, A662(2012)S222-S225, doi:10.1016/j.nima.2010.11.165.
3. M.Chiba et al., Nucl. Instrum. and Methods A 604 (2009) S233-S235.
4. M.Chiba, et al., Proceedings of the International Workshop, ARENA2005, World Scientific Publishing Co. Ltd., 2006, p.50; Y. Watanabe, et al., Proceedings of the International Workshop, ARENA2005, World Scientific Publishing Co. Ltd., 2006, p.25; Y. Watanabe, et al., Proceedings of the International Symposium on Origin of Matter and Evolution of Galaxies, vol.847, AIP Conference Proceedings 491.
5. A.Connolly, et al., 599, Nucl. Instr. and Methods A (2009)184; P. Gorham, et al., Nucl. Instr. and Methods A 490(2002)476.

6. C. Matzler and U. Wegmuller, J. Appl. Phys. 80, 1623-1630(1987) , T. Matsuoka, S. Fujita and S. J. Mae, Appl Phys. 80, 5884-5890(1996)